

Experimentelle Untersuchung der Brennraumströmung eines Zweiventil-Dieselmotors

Vom Fachbereich Maschinenbau
der Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

von

M.Sc. Vinzenz Markus Neubert

aus Ellwangen/Jagst

Berichterstatter: Prof. Dr. rer. nat. A. Dreizler

Mitberichterstatter: Prof. Dr. techn. C. Beidl

Tag der Einreichung: 25.11.2015

Tag der Prüfung: 03.02.2016

Darmstadt 2016

D17

Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Ich erkläre außerdem, dass ich bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Vinzenz Markus Neubert

Tokio, im November 2015

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand im Zeitraum von Oktober 2008 bis Oktober 2015 im Rahmen einer Industriepromotion bei der Robert Bosch GmbH in Kooperation mit der Technischen Universität Darmstadt. Von 2008 bis 2011 wurden die wissenschaftlichen Untersuchungen, die die Basis der Arbeit bilden, im Motorenlabor des Bereichs Forschung und Vorausbildung am Unternehmenssitz auf der Schillerhöhe durchgeführt. Die schriftliche Ausarbeitung erfolgte im Wesentlichen in den Jahren 2012 bis 2015 parallel zu meiner Auslandstätigkeit im Bereich Brennverfahrensentwicklung für Bosch in Tokio. Lang ist die Liste derer, die über die Jahre zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. An dieser Stelle möchte ich mich nun bei all denjenigen bedanken, deren Beiträge für mich von zentraler Bedeutung waren.

Auf Seiten der TU Darmstadt gilt mein besonders herzlicher Dank zunächst Herrn Prof. Dr. rer. nat. Andreas Dreizler, Fachgebietsleiter des Instituts für Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM), für die wissenschaftliche Betreuung der Promotion und die Begeisterung für motorische Themen sowie eine Vielzahl wertvoller Anregungen und Ratschläge. Das entgegengebrachte Vertrauen, der persönliche und kollegiale Umgang und nicht zuletzt die aufgebrachte Geduld haben die Dissertation erst möglich gemacht.

Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. techn. Beidl für das Interesse an der Arbeit, die Übernahme des Korreferats und die dafür aufgewandte Zeit ausdrücklich bedanken.

Seitens der Robert Bosch GmbH ist an erster Stelle Dr.-Ing. Philippe Leick zu nennen, der die Arbeit unternehmensseitig wissenschaftlich betreut hat. Sein unerschöpfliches Fachwissen und seine freundschaftliche Hilfsbereitschaft sowie die Ausdauer, mit der er mir beide zur Verfügung gestellt hat, sind unübertroffen. Dafür und für die ungezählten Stunden interessanter Diskussionen, die vielen hilfreichen Denkanstöße, die Unterstützung bei der Programmierung von Makros und nicht zuletzt die gewissenhafte Korrektur meiner Arbeit möchte ich ihm meinen wirklich von Herzen kommenden Dank ausdrücken.

Meiner Mitdoktorandin Eva Brußies, die sich in ihrer parallel laufenden Dissertation derselben Fragestellung mittels Large-Eddy-Simulation angenommen hat, möchte ich ebenfalls für die sehr gute und professionelle Zusammenarbeit danken. Die Einblicke, die sie mir in die Untiefen der CFD und der Turbulenzmodellierung gewährt hat, haben meinen fachlichen und die vielen intensiven Diskussionen zu gesellschaftspolitischen Themen meinen persönlichen Horizont erweitert.

Meinen Kollegen Dr. Roman Grzeszik, Bernd Hüttel, Ralf Köhler, Dr. Ronnie Stirn sowie dem Dreigestirn Oliver Heinold, Michael Lippisch und Torsten Kunz danke ich für die Unterstützung bei verschiedensten Themen. Gerne erinnere ich mich an die humorvolle und überaus angenehme Arbeitsatmosphäre sowie die aufmunternden Kommentare, die mir nach dem einen oder anderen Glasschaden Mut zugesprochen haben.

Mein Dank richtet sich ferner an meine Mitstreiter Dr. Daniel Hertler, Dr. Martin Buschbeck, Jan Dyckmans sowie Dr. Sebastian Müller, die durch den Austausch zu fachlichen, aber auch weltlichen Themen für ein kreatives Arbeitsumfeld und viel Kurzweil in Labor und Büro sorgten.

Zu Dank verpflichtet bin ich meinem Freund Andreas Manz, mit dem ich mir seit dem Kindergarten meinen akademischen Weg teile. Er war es, der die Idee einer Industriepromotion aufgebracht hat. Wenn auch das Wettrennen mit ihm, wer zuerst einreicht, im Schneckentempo verlief, hat es dennoch bis zuletzt für Motivation gesorgt, die Ausarbeitung der Dissertation weiter voranzutreiben.

Abschließend, aber nicht weniger herzlich, möchte ich meiner Mutter danken. Sie hat als Deutschlehrerin durch das Korrekturlesen der Arbeit ganz wesentlich zu Ihrer Lesbarkeit beigetragen.

Inhalt

Erklärung	3
Vorwort	5
Inhalt.....	7
Nomenklatur	10
1 Einleitung	15
1.1 Mobilität heute und in Zukunft.....	15
1.2 Motivation und Zielsetzung.....	17
1.3 Gliederung der Arbeit	19
2 Verbrennungsmotorische Grundlagen	21
2.1 Arbeitsprinzip des Verbrennungsmotors	21
2.2 Grundlagen von Otto- und Diesel-Brennverfahren und deren Unterschiede hinsichtlich der Brennraumströmung	23
2.3 Bedeutung von Brennraumströmung, Turbulenz und Zyklus-schwankungen in Motoren.....	28
2.4 Charakteristik der Turbulenz in Verbrennungsmotoren	30
2.5 Wirbelzerfall und Turbulenzentstehung in Verbrennungsmotoren	31
2.5.1 Ottomotor	32
2.5.2 Dieselmotor	33
3 Experimentelle Methoden zur Untersuchung der Zylinderinnenströmung	35
3.1 Messverfahren für stationär durchströmte Systeme	35
3.1.1 Flügelradanemometer	35
3.1.2 Momentenanemometer	37
3.1.3 Doppler Global Velocimetry	39
3.2 Messverfahren für motorische Anwendungen.....	41
3.2.1 Hot-Wire-Anemometer.....	41
3.2.2 Laser-Doppler-Anemometrie.....	44
4 Particle Image Velocimetry	47
4.1 Grundlagen der Particle Image Velocimetry	47
4.1.1 Partikel.....	48
4.1.2 Laser	50
4.1.3 Kamera	52
4.1.4 Kreuzkorrelation digitaler Partikelbilder	53
4.2 Herausforderungen bei der Anwendung von PIV auf die innermotorische Strömung	56

4.2.1	Triggerung	56
4.2.2	Dynamikbereich der Brennraumströmung	57
4.2.3	Seeding	59
5	Der Versuchsträger	69
5.1	Optischer Zugang und Motormechanik	69
5.1.1	Zylinderkopf	70
5.1.2	Kurbelgehäuse und Massenausgleich	71
5.1.3	Traversierung	71
5.1.4	Laufbuchse und Kolben	72
5.2	Prüfstandsmesstechnik und Motorperipherie	76
5.3	Unterschiede zwischen Transparentmotoren und Vollmotoren	78
5.3.1	Blowby	78
5.3.2	Wandwärme	82
5.3.3	Feuersteg	83
6	Die Experimente	85
6.1	Messsysteme	85
6.1.1	Laser	85
6.1.2	Kamera	87
6.1.3	Partikelgenerator	88
6.1.4	Datenverarbeitung und Vektorberechnung	90
6.2	Versuchsaufbau	96
6.3	Randbedingungen des Experiments	97
6.3.1	Laserpulsabstand Δt und Kriterien zur Datenvalidierung	97
6.3.2	Zahl gemessener Motorzyklen	98
6.3.3	Messablauf und dessen Randbedingungen	102
6.4	Durchgeführte Messungen	103
6.4.1	Horizontale Messungen	103
6.4.2	Vertikale Messungen	107
6.4.3	Einspritzuntersuchungen	109
6.5	Zusammenfassung – Vor- und Nachteile von konventioneller und High-Speed-PIV	111
7	Kinetische Energie und Turbulenz der Brennraumströmung	115
7.1	Allgemeine Definition von kinetischer Energie und Turbulenz	115
7.2	Experimentelle Ermittlung von kinetischer Energie und Turbulenz motorischer Strömung anhand von 2D2C-PIV-Daten	116

8	Ergebnisse und Diskussion	131
8.1	Instantane und ensembledemittelte Vektorfelder	131
8.2	Drallzentrum.....	155
8.2.1	Drallzentrenbewegung.....	158
8.2.2	Schwankungen der Drallzentrenposition von Zyklus zu Zyklus	164
8.3	Rotation der Zylinderladung.....	172
8.3.1	Winkelgeschwindigkeit der rotierenden Ladung.....	172
8.3.2	Drallzahl	176
8.4	Kinetische Energie und Turbulenz	179
8.4.1	Analyse der kinetischen Energie und der turbulenten kinetischen Energie.....	179
8.4.2	Exemplarische Turbulenzberechnung mittels Proper Orthogonal Decomposition (POD)....	188
8.5	Einspritzuntersuchungen: Umsetzbarkeit und Einfluss der Einspritzung auf die Gasströmung ...	194
9	Zusammenfassung und Ausblick	203
A	Anhang.....	209
A.1	Messverfahren zur Analyse der Zylinderinnenströmung.....	209
A.1.1	Ermittlung von Turbulenzgrößen mittels Heizdraht-Anemometrie.....	209
A.1.2	Grundlagen der LDA und Berechnung von Turbulenzgrößen.....	209
A.2	Partikelrohbilder	214
A.3	Einfluss des Ladedrucks auf die Strömungsstruktur.....	215
A.4	Drehzahlnormierte kinetische und turbulente kinetische Energie	217
A.5	POD-Moden aus der Literatur	218
	Literaturverzeichnis	221

Nomenklatur

Abkürzungen

AGR	Abgasrückführung
Al ₂ O ₃	Aluminiumoxid
AVL	Anstalt für Verbrennungskraftmaschinen List
BTL	Biomass to Liquid
CCD	Charge-Coupled Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
CNG	Compressed Natural Gas
CO	Kohlenstoffmonoxid
CO ₂	Kohlenstoffdioxid
CPU	Central Processing Unit
DEHS	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat
DGV	Doppler Global Velocimetry
DI	Direkteinspritzung
FEM	Finite-Elemente-Methode
FPGA	Field Programmable Gate Array
FR	Flügelrad
GB	Gigabyte
GOT	oberer Totpunkt während des Gaswechsels
HC	Kohlenwasserstoffe
HFM	Heißfilm-Luftmassenmesser
HS	High-Speed
HS-PIV	High-Speed Particle Image Velocimetry
HWA	Hot Wire Anemometry
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LSV	Laser Speckle Velocimetry
NaCl	Natriumchlorid
Nd ³⁺	Neodymion
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat
Nd:YLF	Neodym-dotierter Yttrium-Lithium-Fluorid-Kristall
nGOT	nach dem oberen Totpunkt während des Gaswechsels
NO _x	Stickoxide
nZOT	nach dem oberen Totpunkt in dem die Zündung erfolgt
MgO	Magnesiumoxid
MoS ₂	Molybdändisulfid
OT	oberer Totpunkt
PDV	Planar Doppler Velocimetry
PIV	Particle Image Velocimetry
POD	Proper Orthogonal Decomposition
PTU	Programmable Timing Unit
PTV	Particle Tracking Velocimetry
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes

RGB	rot, grün und blau
SOI1	Einspritzbeginn erste Einspritzung
SOI2	Einspritzbeginn zweite Einspritzung
SO _x	Schwefeloxide
TEM	transversale elektromagnetische Mode
TiO ₂	Titandioxid
UT	unterer Totpunkt
ZOT	oberer Totpunkt im Zünd-Takt
2V	Zweiventil

Lateinische Formelzeichen

a	[-]	POD-Koeffizient
A	[-]	Korrelations-Matrix
A_{zyl}	[m ²]	Querschnittsfläche Messzylinder
b	[N]	Kraft auf ein Partikel
c	[m/s]	Lichtgeschwindigkeit
c_a	[m/s]	Axialgeschwindigkeit
c_{is}	[m/s]	Geschwindigkeit einer isentropen Strömung
c_u	[m/s]	Umfangsgeschwindigkeit
d_p	[m]	Partikeldurchmesser
d_{zyl}	[m]	Durchmesser Zylinder
e	[-]	Eulersche Zahl
E	[m ² /s ²]	kinetische Energie
f	[m]	Brennweite
f_{detect}	[Hz]	Detektorfrequenz
f_D	[Hz]	Dopplerfrequenz
f_{shift}	[Hz]	Verschiebefrequenz
f_0	[Hz]	Sendefrequenz LDA-Laser
f_2	[Hz]	Dopplerverschobene Frequenz
f_{2a}, f_{2b}	[Hz]	Frequenzverschiebung LDA
G	[Nm]	Drallmoment
I	[kg·m ²]	Trägheitsmoment
I_t	[-]	Intensitätsfeld
$J(\vec{u})$	[m ⁻¹]	Jackson-Operator
k	[m ² /s ²]	turbulente kinetische Energie
k	[m ⁻¹]	Wellenzahl
K_e	[m ² /s ²]	globale turbulente Schwankungen
K_c	[m ² /s ²]	Teil makroskopischer Zyklusschwankungen
K_t	[m ² /s ²]	turbulente Schwankungen
L	[m]	integrale Längenskala
\vec{L}	[kg·m ² /s]	Drehimpuls
n	[min ⁻¹]	Motordrehzahl
n_x, n_y	[-]	Gesamtzahl Vektoren
N_c	[-]	Gesamtzahl Geschwindigkeitskomponenten
m_{Blowby}	[kg]	Masse Blowby

m_{in}	[kg]	angesaugte Gasmasse
m_{out}	[kg]	ausgestoßene Gasmasse
\dot{m}	[kg/s]	Massenstrom
\dot{m}_{real}	[kg/s]	realer Massenstrom
\dot{m}_{theo}	[kg/s]	Massenstrom bei isentroper Durchströmung
M	[-]	Gesamtzahl POD-Moden
M_{GR}	[Nm]	Moment gemessen nach Tippelmann
M_O	[-]	Abbildungsmaßstab
p	[m]	Tiefe der Kolbenmulde
p	[bar]	Druck
p_{inj}	[bar]	Einspritzdruck
p_L	[bar]	Ladedruck Motor
Q	[-]	Signal-Rausch-Verhältnis der Kreuzkorrelation
r	[m]	Radius
r_{FR}	[m]	Radius Flügelrad
r_{zyl}	[m]	Radius Zylinder
R	[m]	Radius Zylinderbohrung
R	[J/(kg·K)]	Gaskonstante
R	[-]	Geschwindigkeit-Zeit-Korrelations-Tensor
R_s	[-]	Kreuzkorrelationsfunktion
R_s	[-]	Drallzahl
$R_{s\ plane}$	[-]	Drallzahl bezogen auf Messebene
$R_{s\ vol}$	[-]	Drallzahl bezogen auf Volumen
S	[m]	Kolbenhub
S_t	[-]	Stokes-Zahl
t	[s]	Zeit
t_i	[µs]	Bestromungsdauer des Injektors
T	[K]	Temperatur
T_u	[-]	Turbulenzintensität
u	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit
\bar{u}	[m/s]	mittlere Geschwindigkeit
u'	[m/s]	fluktuierende Geschwindigkeit
u_p	[m/s]	Partikelgeschwindigkeit
u_t	[m/s]	Geschwindigkeit, die sich auf den Beitrag kleinskaliger Turbulenz bezieht
u_u	[m/s]	Geschwindigkeit, die den Anteil der instationären, großskaligen Drallbewegung repräsentiert
$u_{p\perp}$	[m/s]	Partikelgeschwindigkeit senkrecht zur Winkelhalbierenden
v	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit
v_p	[m/s]	Partikelgeschwindigkeit
\dot{v}_p	[m/s ²]	Partikelbeschleunigung
v_{px}	[m/s]	Partikelgeschwindigkeit in x -Richtung
v_{py}	[m/s]	Partikelgeschwindigkeit in y -Richtung
V	[m ³]	Volumen
\dot{V}	[m ³ /s]	Volumenstrom
\bar{V}_p	[m/s]	mittlere Kolbengeschwindigkeit
w	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit

x	[m]	kartesische Koordinate
X	[-]	räumliche Variable
x_p	[m]	Partikelweg
y	[m]	kartesische Koordinate
z	[m]	kartesische Koordinate

Griechische Formelzeichen

α	[°]	Kreuzungswinkel zweier Laserstrahlen
α_K	[-]	Durchflusskoeffizient
Γ_1	[-]	Skalarfunktion Γ_1 -Kriteriums zur Bestimmung des Drehzentrums
δ	[-]	Kronecker-Symbol
Δt	[s]	Zeitabstand zweier Laserpulse
Δx	[m]	Periode eines Interferenzmusters
Δz_i	[m]	Abstand zum Zylinderkopf
Δz_0	[m]	Dicke des Laser-Lichtschnitts
ε	[-]	Verdichtungsverhältnis
$\varepsilon_{r,v}$	[%]	relativer Fehler des Mittelwerts der Geschwindigkeit
$\varepsilon_{r,\sigma}$	[%]	relativer Fehler des Mittelwerts der Standardabweichung
ϵ	[s ⁻¹]	Dissipationsrate
η	[m]	Kolmogorov-Länge
θ	[°]	Kurbelwinkel
λ	[-]	Kraftstoff-Luft-Verhältnis
λ	[m]	Wellenlänge von Licht
λ	[-]	POD-Eigenwert
μ_f	[Pa·s]	dynamische Viskosität des strömenden Fluids
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
ν_f	[m ² /s]	kinematische Viskosität des strömenden Fluids
π	[-]	Kreiszahl
ρ	[kg/m ³]	Stoffdichte
ρ_{is}	[kg/m ³]	Gasdichte einer isentropen Strömung
ρ_f	[kg/m ³]	Stoffdichte des strömenden Fluids
ρ_p	[kg/m ³]	Stoffdichte eines Partikels
ρ_{zyl}	[kg/m ³]	Gasdichte im Zylinder
$\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$	[m/s]	Standardabweichung der Geschwindigkeit
τ_e	[s]	Engine Time Scale
τ_p	[s]	Relaxationszeit eines Partikels
τ_s	[s]	Mean Swirl Turn-Over Time Scale
τ_t	[s]	Turbulent Turn-Over Time Scale
τ_Δ	[s]	Small Eddy Turn-Over Time Scale
ϕ	[-]	Korrekturfunktion Partikeldynamik
Φ	[-]	POD-Eigenfunktion
ω_s	[s ⁻¹]	Winkelgeschwindigkeit der Drallströmung
$\vec{\omega}$	[s ⁻¹]	Vortizität

1 Einleitung

1.1 Mobilität heute und in Zukunft

Mobilität ist ein Grundbedürfnis des Menschen, das maßgeblich auf dem Streben nach Freiheit und Unabhängigkeit basiert. Betrachtet man, wie die Alltagsmobilität von Menschen im vergangenen Jahrhundert realisiert wurde, ist die Antwort eindeutig. Seit Jahrzehnten bewegen sich Milliarden Menschen rund um den Globus tagtäglich mit Krafträdern, Automobilen und Bussen fort. So betrug beispielsweise im Jahr 2010 allein der Bestand an Personenkraftwagen weltweit ca. 800 Millionen Fahrzeuge (1). Grundlage dieser Mobilität war in der Vergangenheit und ist auch heute noch der Verbrennungsmotor. Der Verbrennungsmotor ist somit ein wesentliches Fundament, auf dem Mobilität und Wirtschaft unserer heutigen Gesellschaft beruhen.

Daraus ergibt sich zwingend die Frage, wie die Mobilität in Zukunft aussehen wird. Klar zu sein scheint, dass der Wunsch nach individueller Mobilität auch in Zukunft unverändert bestehen wird. So wird sich der weltweite Personenwagenbestand laut einer von der University of Leeds in Zusammenarbeit mit dem International Monetary Fund in Washington durchgeführten Untersuchung bis zum Jahr 2030 mit voraussichtlich über zwei Milliarden Fahrzeugen mehr als verdoppeln (2). Wie diese Fahrzeuge in Zukunft angetrieben sein werden, darüber wird heute nicht nur in Fachkreisen heftig diskutiert. Die Endlichkeit fossiler Energieträger sowie die zunehmende Luftverschmutzung in Ballungszentren vieler Schwellenländer lassen mancherorts Zweifel daran aufkommen, ob der Verbrennungsmotor auch in Zukunft Grundlage der Mobilität sein kann. Als alternative Technologie werden dabei derzeit insbesondere batterie-elektrisch angetriebene Fahrzeuge diskutiert. Wie schnell sich solche Elektrofahrzeuge im Markt durchsetzen könnten, darüber gibt es unterschiedliche Prognosen. Laut eines von der AVL in Graz durchgeführten Vergleichs werden „optimistischen“ Prognosen zufolge im Jahr 2020 beispielsweise ca. 5% der neu zugelassenen Fahrzeuge in China, dem weltweit größten Automobil-Wachstumsmarkt, mit einem Elektroantrieb ausgestattet sein. Andere Prognosen, die von der AVL als eher "realistisch" eingeschätzt werden, besagen, dass lediglich rund 2% der im Jahr 2020 in China zugelassenen Fahrzeuge über einen Elektroantrieb verfügen werden (3). Tatsächlich schreitet die Elektrifizierung der Fahrzeugflotte eher langsam voran. So waren nach Zahlen des Kraftfahrtbundesamts im Januar 2013 nur gut 7100 Elektrofahrzeuge in der Bundesrepublik zugelassen, davon nur ca. 25% auf Privatpersonen. Zum Vergleich: Der Gesamtbestand umfasste in Deutschland zum gleichen Zeitpunkt ungefähr 43,4 Millionen Fahrzeuge (4). Angesichts dieser Zahlen darf daran gezweifelt werden, ob das von der Bundesregierung im Jahr 2010 erklärte Ziel, bis 2020 eine Million Elektrofahrzeuge auf der Straße zu haben, realistisch ist.

Die Gründe, weshalb sich Elektrofahrzeuge auch in Zukunft deutlich weniger schnell durchsetzen werden als viele Auguren heute glauben, sind vielfältig. Die für den Fahrzeugkäufer heute offensichtlichsten sind die hohen Anschaffungskosten, die sehr geringe Reichweite, die langen Batterieladezeiten, die fehlende Ladeinfrastruktur, der eingeschränkte Komfort (z.B. Klimaanlage) sowie die aufgrund der Batteriealterung kürzere Nutzungsdauer bzw. die schlechte Wiederverkäuflichkeit. So entspricht die Reichweite der Mehrzahl der heute angebotenen Elektrofahrzeuge ungefähr der Strecke, die ein modernes Dieselfahrzeug noch zurücklegen kann, nachdem die Tank-Kontrolle zu leuchten anfängt. Vor dem Hintergrund, dass in Deutschland beispielsweise mehr als die Hälfte aller gefahrenen Kilometer auf der Autobahn zurückgelegt werden (5), (6), stellt auch die geringe Reichweite eine deutliche Einschränkung der Nutzbarkeit von Elektrofahrzeugen im Alltag dar. Neben diesen, eher auf die Fahrzeugtechnik bezogenen Schwierigkeiten, hat die Elektromobilität aber noch ein viel grundlegenderes Problem: namentlich das der ökologischen Nachhaltigkeit. Zwar erscheinen E-Fahrzeuge auf den ersten Blick insbesondere dadurch, dass keine Abgase ausgestoßen werden, als umweltfreundlich und sauber. Zieht man aber mit in Betracht, wie viel Energie für

ihre Herstellung aufgewendet wurde und wie die elektrische Energie, die das Fahrzeug antreibt, erzeugt wird, stellt man schnell fest, dass der saubere Schein trügt. So werden bei der Herstellung eines E-Fahrzeugs laut Institut für Energie- und Umweltforschung in Heidelberg im Durchschnitt ungefähr 2,7 Tonnen CO₂ mehr ausgestoßen als bei der Herstellung eines Fahrzeugs mit Verbrennungsmotor (7). Noch interessanter ist aber die Frage nach der Herkunft des "Fahrstroms". Im Jahr 2013 wurden in Deutschland ca. 60% des Stroms durch die Verbrennung fossiler Rohstoffe erzeugt. Mehr als 25% stammen dabei allein aus der Verstromung von Braunkohle. Daraus ergibt sich für Deutschland ein CO₂-Ausstoß pro erzeugter Kilowattstunde von ca. 580 g. Bei einem angenommenen Energieverbrauch von ca. 14 kWh pro 100 km Fahrstrecke führt dies zu einem indirekten CO₂-Ausstoß des E-Fahrzeugs von ca. 81 g/km. Damit liegen die CO₂-Emissionen eines Elektroautos heute in Deutschland ungefähr auf dem Niveau eines VW Golf mit konventionellem Verbrennungsmotor (8). Würde man dieselbe Betrachtung für China anstellen, fiel die Bilanz für das Elektrofahrzeug noch schlechter aus. So stammen in China ca. 80% der elektrischen Energie aus der Verstromung von Kohle, Öl und Gas, mit dem Ergebnis, dass pro erzeugter Kilowattstunde ca. 830 g CO₂ ausgestoßen werden. In China emittiert somit ein Elektrofahrzeug ca. 115 Gramm CO₂ pro Kilometer und damit mehr als ein verbrauchsgünstiges Fahrzeug mit konventionellem Antrieb. Elektromobilität wird aus Umweltgesichtspunkten also erst dann richtig interessant, wenn der Strom für den Betrieb CO₂-neutral produziert wird. In Frage kommen dabei in erster Linie Kernenergie und regenerative Energien. Hauptproblem dabei ist, neben der gesellschaftlichen Akzeptanz der Kernenergie und den hohen Kosten erneuerbarer Energien, die Zeitskala, auf der eine Umstellung der Basis der Energieerzeugung und der Ausbau der nötigen Infrastruktur (Hochspannungsnetz) erfolgen können. Diese Veränderungen werden sich wahrscheinlich über einen Zeitraum von mindestens zwanzig bis dreißig Jahren erstrecken. Aus diesen Gründen wird die Elektromobilität an sich, auch wenn die Zahl an E-Fahrzeugen auf Boulevards in Beverly Hills und den verstopften Straßen Pekings in Zukunft weiter zunehmen wird, bis auf Weiteres keinen wesentlichen Beitrag zu einer umweltfreundlichen Mobilität leisten können. Die Basis nachhaltiger Individualmobilität wird also auch in Zukunft der Verbrennungsmotor bilden. Gleiches gilt außerdem für den Bereich des Gütertransports, da in diesem Sektor auch heute noch kaum Ideen existieren, wie Dieselmotoren in Lastkraftwagen ersetzt werden könnten.

Vor dem Hintergrund des auch langfristig weltweit weiter steigenden Bestands an Fahrzeugen mit Verbrennungsmotor ist es essentiell, dessen Einfluss auf die Umwelt auch in Zukunft weiter massiv zu reduzieren. Ein wesentliches Element bilden dabei neue Kraftstoffe. Im Fokus stehen hier Compressed Natural Gas (CNG), Biokraftstoffe der dritten Generation, die nach dem sogenannten Biomass-to-Liquid (BTL) Verfahren hergestellt wurden, und E-Gas (9).

CNG stellt schon heute eine sehr interessante Alternative zu herkömmlichen Kraftstoffen dar. Aufgrund des bei Methan günstigeren Verhältnisses von Wasserstoff- zu Kohlenstoffatomen wird bei dessen Oxidation weniger CO₂ produziert. Außerdem erlaubt die hohe Oktanzahl von Methan die Anhebung des Verdichtungsverhältnisses des Motors, was zu einem Anstieg des thermodynamischen Wirkungsgrads führt. Insgesamt lassen sich so die CO₂-Emissionen eines Fahrzeugs deutlich reduzieren. Die Verfügbarkeit von CNG scheint durch die Exploration von unkonventionellem Erdgas und die Erzeugung von Methan aus Biogas auf absehbare Zeit gesichert.

BTL-Kraftstoffe bieten gegenüber Biokraftstoffen der ersten und zweiten Generation den Vorteil, dass sie nicht in Konkurrenz zur Nahrungsmittelerzeugung stehen. Sie werden vielmehr auf Basis von Biomasse wie Holz, Stroh, Gras oder Algen produziert. Am Ende des Prozesses stehen flüssige Kraftstoffe hoher Energiedichte. Diese können problemlos über die bestehende Infrastruktur dem Verbraucher zur Verfügung gestellt werden. Außerdem lassen sich diese Kraftstoffe in herkömmlichen Verbrennungsmotoren quasi CO₂-neutral umsetzen.

Als E-Gas bezeichnet man Wasserstoff, der über die Elektrolyse von Wasser mit regenerativem Strom erzeugt wird. Das Wasserstoffgas kann zusammen mit CO_2 , das z.B. in fossilen Kraftwerken in großen Mengen erzeugt wird, in einem weiteren, energiebedürftigen Prozessschritt zu Methan umgewandelt werden. Relevant wird dieses Verfahren dann, wenn z.B. durch Windkraftanlagen mehr Energie erzeugt als verbraucht wird bzw. über das Stromnetz abgeleitet werden kann. Mittels E-Gas ließe sich schon heute Windenergie in praktisch unbegrenztem Umfang über das Erdgasnetz speichern und bundesweit verteilen. Wird E-Gas in Fahrzeugen verbrannt, geschieht dies ebenfalls quasi CO_2 -neutral.

Neben neuen Kraftstoffen werden auch neue Brennverfahren maßgeblich helfen, zukünftige Motoren effizienter und sauberer zu machen. Haupttrichtung der Entwicklung sind dabei auf der Seite der Ottomotoren heute Magerbrennverfahren. Zwar sind die thermodynamischen Vorteile dieser Verfahren schon seit langem bekannt, aber wegen Nachteilen hinsichtlich Robustheit und Emissionen konnten sich diese Brennverfahren im Markt bisher nicht etablieren. Doch aufgrund von neuen Entwicklungen in den Bereichen von Zünd- und Einspritzsystemen, der Abgasnachbehandlung, der Regelbarkeit der Abgasrückführrate (AGR) sowie einer weltweit steigenden Kraftstoffqualität werden diese Brennverfahren zukünftig deutlich an Bedeutung gewinnen. Eine Verbrauchersparnis, abhängig von Fahrzeug und Motor, von bis zu 20% ist dabei realistisch.

Dieselmotoren hingegen werden grundsätzlich mit Luftüberschuss betrieben, worin auch ein Grund für ihren im Vergleich zu Ottomotoren höheren Wirkungsgrad liegt. Dieselmotoren sind aber aufgrund ihrer massiveren Bauweise, des anspruchsvollen Hochdruckeinspritzsystems und der aufwändigeren Abgasnachbehandlung meist teurer als vergleichbare Ottomotoren. Um eine möglichst hohe Marktdurchdringung effizienter Dieselmotoren zu erreichen, müssen deren Herstellungskosten soweit wie möglich gesenkt werden. Einen wesentlichen Beitrag dazu kann, wie bei dem in dieser Arbeit untersuchten Motor, die Verringerung der Zahl der Ein- und Auslassventile von vier auf zwei pro Zylinder leisten.

Aber auch heutige Brennverfahren und Motorenkonzepte bieten noch enormes Potential zur Steigerung des Wirkungsgrads durch eine Verbesserung der Gemischbildung, die Reduzierung von Wärmeverlusten, die Rückführung gekühlten Abgases, den Einsatz flexiblerer Ventiltriebe (Atkinson Cycle) und die konsequente Umsetzung von Down-Sizing bzw. Down-Speeding.

Unabhängig davon jedoch, wie Effizienz und Emissionen zukünftiger Motoren optimiert werden können, sei es über neue Kraftstoffe, neue Brennverfahren oder eine Weiterentwicklung existierender Konzepte, Voraussetzung dafür ist immer ein detailliertes Verständnis der im Inneren des Brennraums ablaufenden physikalischen und chemischen Prozesse. Von zentraler Bedeutung ist dabei die turbulente Zylinderinnenströmung. Sie steuert grundlegend den Spezientransport während der Gemischbildung und der Entflammung, die Brenngeschwindigkeit während der Kraftstoffumsetzung sowie den Wärmetransport hin zu den Brennraumwänden in der Expansion. Schwankungen der Gasströmungen zwischen einzelnen Zyklen stellen dabei einen wesentlichen Punkt dar, der die Effizienz sowie die Abgasqualität heutiger Motoren beschränkt. Somit kommt der Analyse der Ladungsbewegung und ihrer zyklischen Schwankungen eine Schlüssel-funktion bei der Optimierung aktueller und der Entwicklung zukünftiger Brennverfahren zu. Sie ist eine der wichtigsten Voraussetzungen, um auch in Zukunft nachhaltige Mobilität auf Basis des Verbrennungsmotors gestalten zu können.

1.2 Motivation und Zielsetzung

Die Gasströmung im Inneren eines Verbrennungsmotors beeinflusst grundlegend dessen Verbrauch, Emissionen und Leistung. Zyklusschwankungen der Brennraumströmung führen zu einer Verringerung der Effizienz des Motors und zu einem Anstieg der Schadstoffemissionen. Elementar für die Entwicklung neuer Motoren sind damit eine gezielte Auslegung der Zylinderinnenströmung und die Minimierung ihrer

zyklischen Variabilität. Voraussetzung dafür ist zum einen ein grundlegendes Verständnis von Strömungsvorgängen im Inneren des Motors, zum anderen die Fähigkeit, die Brennraumströmung messtechnisch zu erfassen, um so eine Validierung der am Motor vorgenommenen Optimierung durchführen zu können. Ideale Werkzeuge für die Untersuchung von Vorgängen im Inneren eines Motorbrennraums sind dabei Transparentmotoren in Kombination mit nicht intrusiven, laseroptischen Messverfahren. Insbesondere im Bereich der ottomotorischen Forschung und Entwicklung sind diese Verfahren zur Strömungsanalyse bereits etabliert. Im dieselmotorischen Bereich sind derartige Untersuchungen heute nur sehr eingeschränkt möglich. Grund hierfür sind die deutlich höheren Drücke und Temperaturen, die im Zylinder eines Dieselmotors auftreten. Diese begrenzen einerseits den Zugang zum Brennraum durch eine hohe mechanische Belastung der optischen Komponenten in aller Regel deutlich. Andererseits sind Tracerpartikel, die üblicherweise für Strömungsuntersuchungen eingesetzt werden, nicht geeignet für Bedingungen, wie sie im Bereich des oberen Totpunkts in einem Dieselmotor auftreten. Dies stellt insofern eine besonders gravierende Einschränkung dar, da in Dieselmotoren die im Motorzyklus entscheidenden Vorgänge, namentlich Gemischbildung und Entflammung, nur in einem sehr kleinen Kurbelwinkelfenster um den oberen Totpunkt herum ablaufen.

Eine ideale Ergänzung zur experimentellen Untersuchung der Brennraumströmung stellt die Simulation der Zylinderinnenströmung dar. Eine validierte Motorsimulation ermöglicht es, Orte, Zeitpunkte und Größen in die Analyse der Ladungsbewegung mit einzubeziehen, die sich experimentell nicht erfassen lassen. Aus diesem Grund wird, parallel zu dieser (experimentellen) Arbeit, in der Doktorarbeit von Eva Brußies (12) die Zylinderinnenströmung desselben Motors anhand von Strömungssimulationen untersucht. Besonderer Schwerpunkt wird dabei auf die Simulation von Turbulenz mittels skalenauflösender Turbulenzmodelle gelegt (Large Eddy Simulation). Beide Arbeiten sind eng aufeinander abgestimmt. Die Kopplung von optischer Diagnostik und dreidimensionaler Strömungssimulation erlaubt somit Einblicke in motorische Strömungsvorgänge, die deutlich über das hinausgehen, was eine der beiden Methoden allein leisten kann (10), (11).

Zielsetzung dieser Arbeit ist deshalb:

- Der Aufbau eines transparenten Dieselmotors, der zu jedem Zeitpunkt uneingeschränkten optischen Zugang zum gesamten Brennraum erlaubt und mit dem sich gleichzeitig für reale Dieselmotoren relevante Betriebszustände bezüglich Drehzahl und Saugrohrdruck darstellen lassen
- Die Identifikation von Tracerpartikeln, die für den Einsatz in Transparentmotoren geeignet sind und die Erfassung von Strömungsfeldern selbst im Bereich des oberen Totpunkts erlauben
- Die zeitlich und räumlich hochaufgelöste Vermessung der Brennraumströmung in verschiedenen Motorbetriebspunkten über jeweils den gesamten Ansaug- und Kompressionstakt mehrerer aufeinander folgender Zyklen
- Die Generierung einer umfassenden Messdatenbasis für die Validierung von Strömungssimulationen mit skalenauflösenden Turbulenzmodellen
- Die detaillierte Untersuchung der Ausbildung großskaliger sowie turbulenter Strömungsstrukturen im Zylinder
- Die Analyse der zyklischen Variabilität dieser Strukturen
- Die Durchführung von Grundsatzuntersuchungen zur Interaktion von Kraftstoffeinspritzung und Gasströmung bzw. Nachweis der Messbarkeit der Brennraumströmung während der Kraftstoffeinspritzung
- Die Ableitung weiterführender Untersuchungen

1.3 Gliederung der Arbeit

Nach der Einleitung wird in **Kapitel 2** auf verbrennungsmotorische Grundlagen eingegangen. Ein besonderer Schwerpunkt wird dabei auf die Bedeutung von Brennraumströmung und Turbulenz sowie deren zyklische Schwankungen gelegt. Betrachtet werden sowohl das Otto- als auch das Diesel-Brennverfahren. Dabei werden grundsätzliche Unterschiede hinsichtlich Ladungsbewegung und Turbulenzgenerierung aufgezeigt und diskutiert, inwiefern sich diese Unterschiede auf die zyklische Variabilität der Strömung auswirken.

Im **Kapitel 3** werden dann verschiedene experimentelle Verfahren vorgestellt, die heute in der Motorenentwicklung zur Untersuchung der Zylinderinnenströmung etabliert sind. Dabei wird unterschieden zwischen Verfahren, bei denen der Zylinderkopf stationär durchströmt wird, und Verfahren, die es erlauben, die instationäre Strömung in drehenden Motoren zu untersuchen. Diskutiert werden auch die grundlegenden Herausforderungen, die sich durch Anwendung der Messtechnik auf die innermotorische Strömung ergeben.

In **Kapitel 4** wird die Particle Image Velocimetry (PIV) als neues Verfahren zur Untersuchung der Brennraumströmung beschrieben. Dabei wird im Detail diskutiert, welche Vorteile PIV gegenüber den etablierten, in Kapitel 3 vorgestellten Verfahren bietet. Außerdem wird darauf eingegangen, welche spezifischen Herausforderungen sich bei der Anwendung von PIV auf die Zylinderinnenströmung stellen. Beleuchtet werden sowohl Aspekte der Triggerung und des weiten Dynamikbereichs der Brennraumströmung als auch die hohen Anforderungen, die sich durch die motorische Anwendung an das Partikel-Seeding ergeben.

Das **Kapitel 5** befasst sich mit dem Versuchsträger und dessen Aufbau. Es wird detailliert beschrieben, wie der Motor hinsichtlich optischem Zugang, Zylinderkopfgestaltung, Schwingungsverhalten und Möglichkeit einfacher Reinigung speziell für die Anforderungen der Particle Image Velocimetry ausgelegt wurde. Schwerpunkt sind dabei Maßnahmen, die getroffen wurden, um einen trockenen Betrieb des Kolbens im Glaszylinder zu erlauben. Außerdem wird darauf eingegangen, welche Anpassungen an der Motorperipherie für die PIV-Messungen vorgenommen wurden. Abgeschlossen wird das Kapitel durch eine Betrachtung der Unterschiede zwischen optisch zugänglichem und thermodynamischem Motor.

Kapitel 6 ist den verschiedenen PIV-Experimenten gewidmet. Zum einen werden die verwendeten Messsysteme, der Versuchsaufbau und die Randbedingungen der Untersuchungen im Detail beschrieben, zum anderen wird auch ein umfassender Überblick über alle im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Messungen und die jeweils betrachteten Motorbetriebspunkte gegeben. Am Ende des Kapitels folgt dann, basierend auf den Erkenntnissen, die während der Messungen gewonnen wurden, eine Zusammenfassung der Vor- und Nachteile der verwendeten Messsysteme.

Kapitel 7 widmet sich der kinetischen und der turbulenten kinetischen Energie. Neben ihrer allgemeinen Definition wird auch erläutert, wie diese anhand von PIV-Daten der Brennraumströmung experimentell üblicherweise bestimmt werden. Außerdem wird ausführlich erörtert, worin die Probleme dieses Ansatzes bei dessen Anwendung auf die motorische Strömung liegen.

Kapitel 8 diskutiert die Ergebnisse der Untersuchungen. Zuerst werden dabei die instantanen und die ensemblegemittelten Vektorfelder sowie deren zeitliche Entwicklung betrachtet. Dann wird näher auf das Drehzentrum der Drallströmung eingegangen. Von besonderem Interesse sind dabei dessen Bewegung während der Ansaug- und Kompressionsphase und die Analyse von Schwankungen, die zwischen den einzelnen Motorzyklen auftreten. Danach erfolgt eine genauere Betrachtung der Drallströmung selbst. Der Fokus liegt dabei auf der Winkelgeschwindigkeit der rotierenden Ladung und der sich daraus ergebenden Drallzahl. Sowohl deren zeitliche Entwicklung während eines Motorzyklus als auch deren Abhängigkeit von Motordrehzahl und Ladedruck werden untersucht. Zentraler Punkt des Ergebniskapitels ist die Analyse der

kinetischen und der turbulenten kinetischen Energie der Brennraumströmung. In einem ersten Schritt werden kinetische Energie und Turbulenz dabei mittels der klassischen Reynolds-Zerlegung für die untersuchten Betriebspunkte ermittelt und analysiert. Anschließend wird die Proper Orthogonal Decomposition (POD) als alternativer Ansatz zur Turbulenzberechnung vorgestellt. Anhand eines Beispielfalls werden die Unterschiede zur Reynolds-Zerlegung aufgezeigt. Den letzten Punkt im Kapitel bilden die Ergebnisse der Einspritzuntersuchungen. Dabei wird mittels der durchgeführten Stichversuche gezeigt, inwieweit das verwendete High-Speed-PIV-System auch für die Untersuchung von Einspritzvorgängen und der Interaktion von Kraftstoffstrahlen und Gasströmung im Zylinder geeignet ist.

In **Kapitel 9** folgt eine Zusammenfassung der Arbeit und der durch die Untersuchungen gewonnenen Erkenntnisse. Den Abschluss bildet der Ausblick auf mögliche, weitere Untersuchungen und den Erkenntnisgewinn, den diese erhoffen lassen.

2 Verbrennungsmotorische Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen motorischer Prozesse erläutert. Zuerst wird auf die prinzipielle Arbeitsweise von Verbrennungsmotoren eingegangen. Danach werden die beiden heute dominanten Brennverfahren, Otto und Diesel, im Detail vorgestellt und ihre Unterschiede insbesondere hinsichtlich der Brennraumströmung verdeutlicht. Abschließend wird die Bedeutung von Brennraumströmung, Turbulenz und Zyklusschwankungen für Verbrennungsmotoren im Allgemeinen und für das Otto- bzw. Dieselverfahren im Speziellen diskutiert.

2.1 Arbeitsprinzip des Verbrennungsmotors

Das mechanische Grundprinzip von Diesel- und Ottomotoren beruht auf einem (Arbeits-) Kolben, der in einem Zylinder geführt wird und über ein Pleuel mit einer Kurbelwelle verbunden ist. Die kontinuierliche Rotation der Kurbelwelle wird durch die Kinematik des Kurbeltriebs in eine oszillierende Bewegung des Kolbens überführt. Der Kolben bewegt sich dabei periodisch vom oberen Totpunkt (OT), in dem das Drehzentrum der Kurbelwelle auf der Längsachse des Pleuels liegt, sich aber nicht überlagern, zum unteren Totpunkt (UT), in dem Pleuelachse und Drehzentrum aufeinander liegen, und wieder zurück. Dabei kommt die Kolbenbewegung bei Erreichen des unteren bzw. oberen Totpunkts jeweils kurz zum Erliegen. Die maximale Geschwindigkeit erreicht der Kolben zwischen den beiden Totpunkten.

Wichtig ist hier zu erwähnen, dass der Kurbeltrieb einen Energiefluss in beide Richtungen erlaubt. So kann entweder die Kurbelwelle den Kolben antreiben oder der Kolben die Kurbelwelle.

In einem Verbrennungsmotor ist der Zylinder, der den Kolben führt, nach oben durch den Zylinderkopf abgeschlossen. Bewegt sich die Kurbelwelle, verändert sich dadurch das von Kolben und Zylinder eingeschlossene Volumen. Das Volumen erreicht sein Maximum im unteren Totpunkt und sein Minimum im oberen Totpunkt. Wird nun, nahe dem oberen Totpunkt, eine Kraftstoff-Luft-Mischung im Zylinder entzündet, so stellt die chemische Reaktion Energie in Form von Wärme und expandierendem Gas zur Verfügung. Beides führt dazu, dass sich der Druck im Zylinder erhöht. Dieser Druckanstieg resultiert in einer Kraft auf den Kolben, die ihn in Richtung Kurbelwelle treibt. Durch diese Bewegung wird Arbeit an der Kurbelwelle verrichtet und die chemische Energie des Kraftstoffs in mechanische Energie der Kurbelwelle umgewandelt.

Dieser Arbeitsprozess wiederholt sich in Verbrennungsmotoren zyklisch und wird durch Prozessschritte (Takte), in denen das Arbeitsgas erst über Ventile ausgetauscht und anschließend über den Kolben verdichtet wird, ergänzt. Praktisch alle heutigen Kraftfahrzeugmotoren arbeiten nach dem sogenannten Viertakt-Prinzip. Dabei benötigt jeder Zylinder insgesamt vier Kolbenhübe oder zwei Umdrehungen der Kurbelwelle, um einen Zyklus mit allen Prozessen zu durchlaufen, die einen Arbeitstakt ermöglichen. Folgende vier, in Abbildung 2-1 dargestellte Phasen bzw. Takte, werden dabei unterschieden:

1. Ansaugtakt:

Während des Ansaugtaktes bewegt sich der Kolben, getrieben von der Kurbelwelle, im Zylinder vom oberen, sogenannten Gaswechsel-OT (GOT), nach unten zum unteren Totpunkt. Durch die Volumenvergrößerung sinkt der Druck im Brennraum, Abbildung 2-2. In der Folge wird über das geöffnete Einlassventil Frischluft bzw. Kraftstoff-Luft-Gemisch in den Zylinder gesaugt. Mit Erreichen des unteren Totpunkts stellt sich im Brennraum der gleiche Druck wie im Ansaugkanal ein und das Einlassventil schließt. Der Ansaugtakt ist abgeschlossen.

2. Kompressionstakt:

Im Kompressionstakt bewegt sich der von der Kurbelwelle getriebene Kolben aufwärts, vom unteren Totpunkt zum oberen, sogenannten Zünd-OT (ZOT). Das im Zylinder eingeschlossene Arbeitsgas wird dabei auf einen Bruchteil seines ursprünglichen Volumens verdichtet. Dies hat eine Erhöhung des Zylinderdrucks sowie der Gastemperatur zur Folge. Wie stark das Gas dabei komprimiert wird, beschreibt das Verdichtungsverhältnis. Am Ende des Kompressionstakts beginnt typischerweise die Umsetzung des Kraftstoffs entweder durch Fremdzündung des komprimierten Gemischs oder durch die Einspritzung des selbstzündenden Kraftstoffs in das heiße Gas.

3. Arbeitstakt:

Im Arbeits- bzw. Expansionstakt wird der Kolben durch die sich ausdehnenden, heißen Verbrennungsgase vom Zünd-OT abwärts Richtung unterer Totpunkt gedrückt, wodurch er die Kurbelwelle antreibt und Arbeit an ihr verrichtet. Wie Abbildung 2-2 zeigt, steigt der Druck im Brennraum während des Arbeitstaktes durch die Verbrennung erst an, sinkt dann aber nach Abschluss der Kraftstoffumsetzung aufgrund der Volumenexpansion wieder ab. Gegen Ende des Arbeitstakts, nahe dem unteren Totpunkt, öffnet sich das Auslassventil und das Arbeitsgas beginnt in den Abgaskanal zu strömen. Der Druck im Brennraum fällt dabei schnell ab und gleicht sich dem Druck im Abgaskanal an.

4. Ausstoßtakt:

Im Ausstoßtakt wird der Kolben, von der Kurbelwelle getrieben, vom unteren Totpunkt Richtung Gaswechsel-OT gedrückt. Dabei verdrängt der Kolben das noch im Brennraum befindliche Restgas und schiebt dieses über das geöffnete Auslassventil aus. Während des Ausstoßtakts liegt der Druck im Brennraum leicht über dem des Abgaskanals. Mit Erreichen des OT schließt sich das Auslassventil wieder und der Takt ist beendet. Mit der neuerlichen Abwärtsbewegung des Kolbens und dem Öffnen des Einlassventils beginnt dann unmittelbar der nächste Motorzyklus.

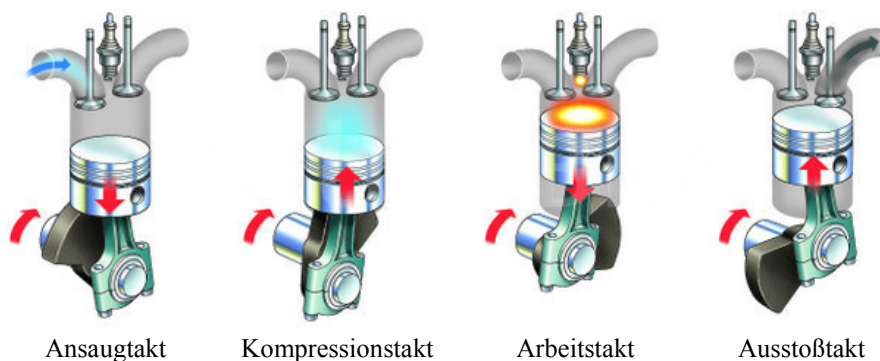


Abbildung 2-1: Schematische Darstellung der vier Takte eines Motorzyklus (193)

Diese vier Prozessschritte, Ansaugen, Verdichten, Arbeiten/Expandieren und Ausstoßen haben alle Hubkolben-Verbrennungsmotoren gemeinsam. Sie können allerdings auch wie in einem Zweitaktmotor in zwei Kolbenhüben zusammengefasst oder wie im Split-Cycle-Motor auf verschiedene Zylinder aufgeteilt werden (13).

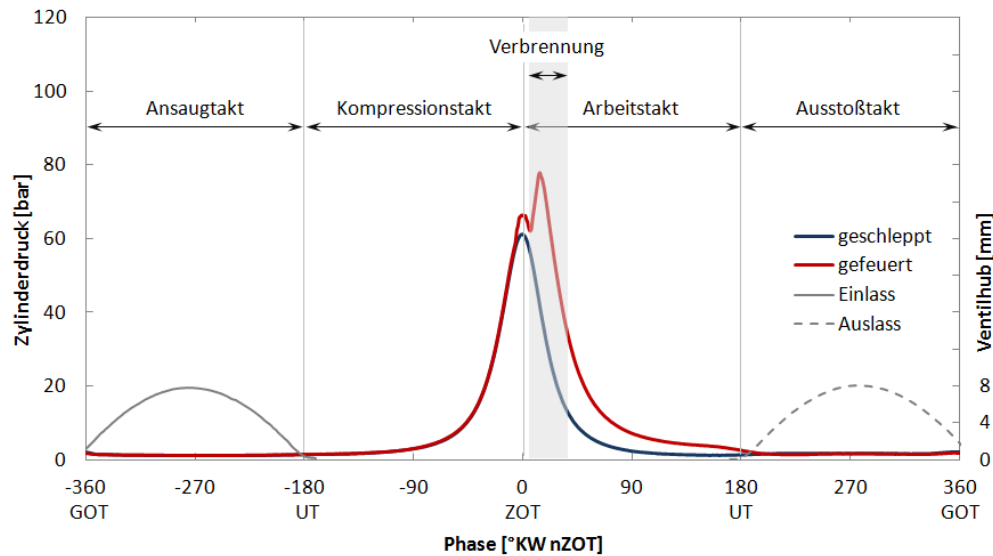


Abbildung 2-2: Zylinderdruck eines Dieselmotors in Abhängigkeit des Kurbelwinkels im geschleppten und gefeuerten Betrieb. Außerdem dargestellt sind die Erhebungskurven der Einlass- und Auslassventile.

2.2 Grundlagen von Otto- und Diesel-Brennverfahren und deren Unterschiede hinsichtlich der Brennraumströmung

Auch wenn heute eine enorme Vielfalt unterschiedlichster Motoren in Fahrzeugen auf den Straßen der Welt unterwegs ist, so lassen sich praktisch alle im Kern nur zwei unterschiedlichen Brennverfahren zuordnen, dem Otto-Verfahren (14) und dem Diesel-Verfahren (15). In diesem Abschnitt wird nun auf die prinzipiellen Zusammenhänge zwischen Gemischbildungs- und Entflammungskonzept, Kraftstoffeigenschaften, Brennraum- und Kanalgeometrie und Betriebsstrategie beider Verfahren eingegangen und aufgezeigt, warum sich die Art der Ladungsbewegung zwischen Otto- und Dieselmotor grundlegend unterscheidet.

Zuerst sollen dazu die Vorgänge in einem Ottomotor beleuchtet werden. In Ottomotoren wird Otto-Kraftstoff bzw. Benzin umgesetzt, ein komplexes Gemisch aus verschiedenen, überwiegend leichten Kohlenwasserstoffen. In heutigen Motoren wird der Kraftstoff dem Motor entweder durch eine Einspritzung in das Saugrohr oder eine Einspritzung direkt in den Brennraum zugeführt. Da bei der Saugrohreinspritzung nicht nur das Einspritzventil, sondern auch das Einlassventil, das Brennraum und Saugrohr voneinander trennt, den Transport des Kraftstoffs in den Zylinder kontrolliert, kann die Einspritzung während der gesamten vier Motortakte erfolgen. Bei der Benzin-Direkteinspritzung ist der Injektor Teil des Brennraums, deshalb muss die Kraftstoffzufuhr zwangsläufig während des Ansaug- bzw. Kompressionstaktes erfolgen.

Ziel der Gemischaufbereitung in einem Ottomotor ist es, ein homogenes und stöchiometrisches ($\lambda=1$) Kraftstoff-Luft-Gemisch zu erzeugen (Ausnahme: Magerbetrieb, hier $\lambda > 1$). Im Falle der Saugrohreinspritzung erfolgt die Bildung des Kraftstoff-Luftgemischs außerhalb des Brennraums im Saugrohr, weshalb sie auch als äußere Gemischbildung bezeichnet wird. Bei der direkten Kraftstoffeinspritzung findet die Gemischbildung im Zylinder durch die Interaktion des Kraftstoffsprays mit der Brennraumströmung statt. Dieser Vorgang wird als innere Gemischbildung bezeichnet. Im Fall der Direkteinspritzung ist der Zeitraum, der zwischen Einspritzung und Beginn der Verbrennung für die Gemischbildung zur Verfügung steht, deutlich kürzer als bei Saugrohreinspritzung. Deshalb stellt die innere Gemischbildung deutlich höhere Anforderungen an das Einspritzsystem (Hochdruckeinspritzung) und die Ladungsbewegung des Motors.

Die Lastregelung, also die Regelung des vom Motor zur Verfügung gestellten Drehmoments, erfolgt in einem Ottomotor quantitativ. Das bedeutet, dass aufgrund der Stöchiometrieforderung nicht nur die eingespritzte Kraftstoffmenge der Lastanforderung angepasst wird, sondern auch die angesaugte Frischgasmenge. Die Regelung bzw. Begrenzung des Gasstroms in den Zylinder wird dabei über eine Drosselklappe in der Ansaugstrecke des Motors vorgenommen. Bei hoher Lastanforderung ist die Klappe geöffnet und bei geringer Lastanforderung wird sie teilweise geschlossen. Im unteren und mittleren Lastbereich muss der Motor das benötigte Arbeitsgas somit gegen den Widerstand der Drosselklappe ansaugen, was sogenannte Drosselverluste verursacht und den Wirkungsgrad des Motors in diesem Betriebsbereich erheblich reduziert. Positiver Nebeneffekt ist allerdings, dass durch das teilweise Schließen der Drosselklappe der Druck in Saugrohr und Zylinder sinkt, was zu einer erhöhten Verdunstungsneigung des Kraftstoffs führt und somit die Gemischaufbereitung beschleunigt. Die Maximallast und damit auch das Drehmoment, die in einem Ottomotor erreicht werden können, sind einerseits durch die Menge an Frischluft begrenzt, die in den Brennraum eingebracht werden kann und andererseits durch die Klopfgrenze des Motors. Die Luftmasse stellt indes nur bedingt eine reale Grenze dar, da sie mittels Turbolader oder Kompressor erheblich erhöht werden kann. Die Klopfgrenze hingegen ist von deutlich grundlegenderer Natur. Als „Klopfen“ werden in Ottomotoren irreguläre Verbrennungen bezeichnet, bei denen sich nach Beginn der Verbrennung der Druck im Brennraum so stark erhöht, dass sich das noch unverbrannte Endgas unkontrolliert selbst entzündet. Dadurch kommt es zu einer sehr schnellen Energiefreisetzung und einer praktisch schlagartigen Druckerhöhung, die als Klopfen wahrgenommen wird und den Motor innerhalb kürzester Zeit beschädigen kann. Klopfen kann unter anderem durch eine spätere Einleitung der Verbrennung verhindert werden, was allerdings den Wirkungsgrad des Motors merklich verschlechtert. Eine andere Möglichkeit besteht in einer schnellen, regulären Verbrennung, die sicherstellt, dass das Endgas im Zylinder umgesetzt wird, bevor es sich selbst entzünden kann. Die Klopfgrenze ist außerdem einer der Punkte, die das Verdichtungsverhältnis eines Ottomotors bestimmen. Ottomotoren besitzen heute eine Verdichtungsverhältnis ε zwischen $\varepsilon = 8,6$ (16) und $\varepsilon = 14,0$ (17).

Wie zuvor bereits erwähnt, wird in Ottomotoren ein homogenes und damit vorgemischtes Kraftstoff-Luft-Gemisch umgesetzt (Ausnahme: Schichtbrennverfahren). Dieses Gemisch wird nahe OT im Kompressions-takt über eine elektrische Entladung (Zündfunke) fremdgezündet. Die Kraftstoffumsetzung läuft dabei in einer dünnen Reaktionszone, der sogenannten Flammenfront, ab. Sie dehnt sich während der Verbrennung vom Zündort ausgehend sphärisch in den Brennraum hinein aus (idealisiert: gilt, wenn die Geschwindigkeit der Gasströmung im Brennraum viel geringer ist als die Flammenfortschritts-geschwindigkeit). Die Geschwindigkeit, mit der die Flammenfront im Brennraum fortschreitet, beeinflusst dabei maßgeblich den inneren Wirkungsgrad des Motors. Wichtig ist außerdem, dass die Flammenfront alle Bereich des Brennraums erreicht, um so eine möglichst vollständige und schadstoffarme Verbrennung des Kraftstoffs zu erreichen. Beide Punkte werden dabei zentral von der Brennraumströmung beeinflusst.

Ottomotoren besitzen in der Regel einen Dachbrennraum mit Ventilen, die gegenüber der Motormittenebene gekippt sind. So können im Zylinderkopf, im Vergleich zu einem flachen Brennraumdach, Ventile mit größeren Durchmessern untergebracht werden. Dies führt zu einer Reduzierung der insbesondere für Saugmotoren problematischen Überströmverluste und zu einer besseren Füllung des Zylinders. Aufgrund des Dachbrennraums und der gekippten Einlassventile strömt das Frischgas somit während des Ansaugvorgangs nicht vertikal, sondern diagonal in den Brennraum. Dieser Effekt wird durch den Einlasskanal verstärkt, indem dieser, wie in Abbildung 2-3 dargestellt, durch seine Geometrie dafür sorgt, dass der Großteil des Gases über den der Zündkerze zugewandten Teil der Einlassventile in den Brennraum einströmt. Dieser Gasjet durchquert den Brennraum und stößt auf der den Einlassventilen gegenüber liegenden Brennraumseite auf die Zylinderwand. Von dieser wird er dann nach unten Richtung Kolben abgelenkt. Der Kolben wiederum reflektiert zusammen mit der Zylinderwand das Gas nach oben, wo es dann wieder von der Einlassströmung mitgerissen wird und sich erneut im Kreis dreht. Die Umlenkung der Strömung am Kolben

wird in modernen Motoren oft durch flache, kalottenförmige Kolbenmulden unterstützt (18). Durch das Zusammenspiel von Einlassströmung, Brennraum- und Kanalgeometrie bildet sich so ein quer im Zylinder rotierender Wirbel aus, der als Tumble bezeichnet wird. Die Tumble-Strömung nimmt dabei typischerweise die gesamte Breite bzw. Höhe des Brennraums ein und dreht um eine Achse, die senkrecht zur Zylinderachse und i.d.R. parallel zur Kurbelwellenachse orientiert ist. Die großskalige und damit wenig dissipative Tumble-Strömung konserviert dabei die kinetische Energie der Einlassströmung bis in den späten Kompressionstakt hinein. Gegen Ende der Verdichtung wird sie dann durch den Zerfall des Tumble-Wirbels der Verbrennung in Form von kleinskaliger Turbulenz zur Verfügung gestellt. Dieser Vorgang ist für die Verbrennung von essentieller Bedeutung. Die Intensität des Tumbles kann unter anderem durch eine gezielte Gestaltung der Einlasskanäle erhöht werden, z.B. durch die Kanalorientierung, Tumble-Klappen oder eine Abrisskante im unteren Bereich des Kanals. Dies führt allerdings auch zu einer Verringerung des Durchflussbeiwerts und einer reduzierten Zylinderfüllung. Turbomotoren bieten dabei den Vorteil, dass hier ein hohes Tumble-Niveau mit einer hohen Füllung kombiniert werden kann.

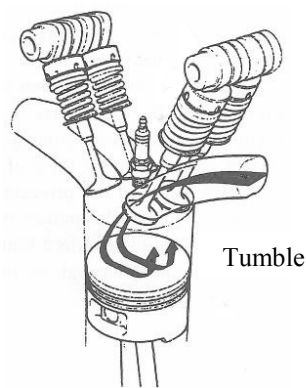


Abbildung 2-3: Schematische Darstellung der Tumbleströmung, typisch für Ottomotoren (22)

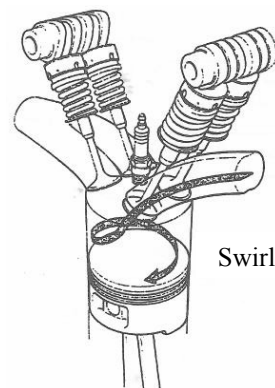


Abbildung 2-4: Schematische Darstellung der Drallströmung, typisch für Dieselmotoren (22)

Die Vorgänge in Dieselmotoren unterscheiden sich von denen in Ottomotoren in vielerlei Hinsicht. So wird in Dieselmotoren anstelle eines Kraftstoff-Luft-Gemischs im ersten Schritt nur Luft angesaugt und verdichtet. Das Verhältnis, in dem das Gas im Zylinder verdichtet wird, ist dabei mit $\varepsilon = 14 - 24$ (19) deutlich höher als in Ottomotoren. Derart hohe Verdichtungsverhältnisse sind in Dieselmotoren möglich, weil hier nur Luft verdichtet wird und es somit nicht zu Motorklopfen kommen kann. Hohe Verdichtungsverhältnisse sind insofern vorteilhaft, da sie den thermodynamischen Wirkungsgrad des Motors erhöhen. Die starke Kompression des Arbeitsgases in Dieselmotoren führt dazu, dass sich dessen Dichte und vor allem dessen Temperatur zum oberen Totpunkt hin massiv erhöhen ($>400^\circ\text{C}$).

In dieses heiße Gas wird kurz vor dem oberen Totpunkt der Dieselmotors Kraftstoff mittels eines Mehrlochinjektors eingespritzt (20). Der Einspritzdruck liegt dabei mit maximalen Drücken größer 2000 bar heute ca. um Faktor zehn über dem der Benzindirekteinspritzung. Dieselmotorskraftstoff besteht aus einem Gemisch vorwiegend langkettiger, im Vergleich zum Otto-Kraftstoff schwer flüchtiger Kohlenwasserstoffe mit etwa 9 bis 22 Kohlenstoffatomen pro Molekül. Dieser Kraftstoff wird in das dichte, heiße Arbeitsgas unter Hochdruck und mit großer Geschwindigkeit eingespritzt. Die Einspritzstrahlen dringen dabei in das dichte Gas im Brennraum ein und brechen auf ihrem Weg in Richtung Zylinderwand auf. Die entstehenden kleinen Tröpfchen verdampfen aufgrund der hohen Temperaturen unmittelbar und vermischen sich mit dem Gas in ihrer direkten Umgebung. Die hohe Temperatur versetzt außerdem die langkettigen Kraftstoffmoleküle in starke Schwingung, sodass diese auseinander reißen und Radikale bilden. Bereits wenige Grad Kurbelwinkel nach Beginn der Einspritzung kommt es dadurch sodann zu einer spontanen Selbstentzündung des bereits aufbereiteten Kraftstoffs am heißen Gas. Dieser Vorgang wird auch als Kompressionszündung bezeichnet.

Abbildung 2-5 zeigt eindrücklich, dass in einem Dieselmotor Einspritzung, Strahlaufbruch, Verdampfung, Gemischaufbereitung und Verbrennung parallel zueinander ablaufen. So wird das Gemisch in einem Dieselmotor üblicherweise als inhomogen und die Verbrennung als Diffusionsverbrennung bezeichnet. Da der Beginn der Kraftstoffumsetzung zu einer weiteren Erhöhung von Temperatur und Druck im Brennraum führt, wird die Aufbereitung und die Verbrennung des weiteren Kraftstoffs beschleunigt, wodurch es zu großen Druckanstiegsgradienten und hohen Zylinderspitzen drücken kommen kann (>200 bar). Aus diesem Grund sind Dieselmotoren massiver ausgeführt als Ottomotoren. Die hohe Kolbenmasse von Dieselmotoren führt allerdings zu großen Beschleunigungskräften bei hohen Drehzahlen, sodass die Grenzdrehzahl von Dieselmotoren typischerweise rund 2000 min^{-1} unter der von Ottomotoren liegt.

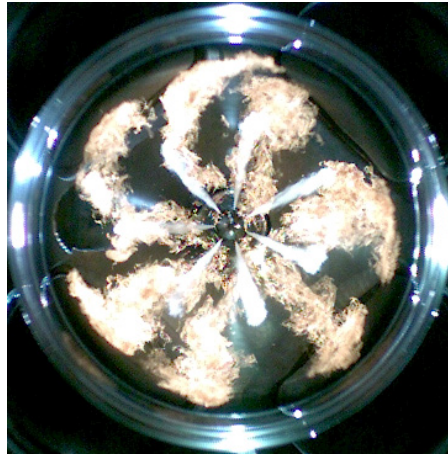


Abbildung 2-5: Gemischbildung und Verbrennung in einem optisch zugänglichen Dieselmotor (Mie-Streulicht und Rußeigenleuchten, Quelle: Bosch)

Die Lastregelung in Dieselmotoren erfolgt qualitativ. Dies bedeutet, lediglich die Einspritzmenge wird der Lastanforderung angepasst. Die Luftmenge wird hier nicht durch eine Drosselklappe begrenzt. Die dadurch mögliche Vermeidung von Drosselverlusten führt insbesondere im Teillastbereich zu Wirkungsgradvorteilen gegenüber einem Ottomotor. Die Änderung der Kraftstoffmasse bei gleichzeitig konstant gehaltener Luftmasse resultiert in einem sich verändernden Kraftstoff-Luft-Verhältnis. Ein Dieselmotor wird generell im mageren Bereich, also mit Luftüberschuss betrieben. Die obere Grenze wird durch den Reibmitteldruck des Motors vorgegeben und liegt ungefähr im Bereich zwischen $\lambda = 6$ und $\lambda = 8$. Die untere Grenze ist definiert durch die Rußgrenze. Fällt das Kraftstoff-Luft-Verhältnis unter $\lambda = 1,3$, steigen die Rußemissionen massiv an. Die Rußgrenze stellt bei konstanter Luftmasse damit auch die Lastgrenze dar, da die Einspritzmenge nicht mehr weiter erhöht werden kann. Durch Turboaufladung und eine Erhöhung der Luftmasse im Zylinder kann die Lastgrenze jedoch nach oben verschoben werden. Der Endpunkt dieses Prozesses wird durch die mechanische Festigkeit des Motors vorgegeben.

Generell besteht die große Herausforderung in Dieselmotoren darin, eine ausreichend schnelle Durchmischung von Kraftstoff und Luft zu realisieren, um so eine rußarme Verbrennung mit optimaler Schwerpunktlage zu erreichen. Ein Hebel ist dabei der Einspritzdruck, ein anderer die Ladungsbewegung im Brennraum. Der Kraftstoff wird in Dieselmotoren über einen zentral im Brennraumdach platzierten Mehrlochinjektor eingespritzt. Wie im Falle des in Abbildung 2-5 dargestellten 7-Loch-Injektors zu erkennen, propagieren die Einspritzstrahlen dabei von der Mitte des Brennraums aus radial in Richtung Zylinderwand. Um eine möglichst gute Luftausnutzung während der Verbrennung zu erreichen, wird über die Ladungsbewegung versucht, das bereits reagierende Kraftstoff-Luftgemisch in die Zwischenräume der Einspritzstrahlen zu verschieben und so dem noch unverbrannten Kraftstoff frischen Sauerstoff zur Verfügung zu stellen (ebenfalls zu erkennen in Abbildung 2-5). Die dafür benötigte Rotation des Brennraumgases um die

Hochachse des Zylinders wird als Drall oder Englisch als Swirl bezeichnet, siehe Abbildung 2-4. Die Rotationsgeschwindigkeit der Drallströmung muss dabei an das Spraybild angepasst sein, um zu verhindern, dass bereits verbranntes Gas in die Reaktionszone des Nachbarstrahls geweht wird (Overswirl). Erzeugt wird die Drallströmung in der Regel über einen partiell spiralförmigen Einlasskanal, Abbildung 2-6. Die Mittelachse dieses auch als Drallkanal bezeichneten Ansaugkanals steht grob senkrecht auf der Ebene des in Dieselmotoren flachen Brennraumdachs. Das flache Brennraumdach in Verbindung mit dem Drallkanal führt dazu, dass die Frischluft in Form eines bereits rotierenden Gasjets in den Brennraum eintritt. Der Gasjet durchquert den Brennraum und stößt dann an die Zylinderwand, entlang der die rotierende Strömung schräg nach unten abgelenkt wird. Etwas weiter stromabwärts trifft das Gas auf den Kolben und wird von diesem in die Horizontale umgelenkt (21). Der Drallwirbel, der so erzeugt wird, dehnt sich wie der Tumble-Wirbel im Ottomotor ebenfalls über den gesamten Brennraum des Dieselmotors aus. Da der Drall als große Wirbelstruktur während der Verdichtung nur wie eine Spiralfeder entlang ihrer Längsachse zusammengedrückt wird, bleibt er bis zum Ende der Kompressionsphase intakt. Nahe dem oberen Totpunkt wird die Drallströmung allerdings in die für Dieselmotoren typische Kolbenmulde gepresst. Gemäß dem Drehimpulserhaltungssatz erhöht sich dadurch ihre Rotationsgeschwindigkeit. Diese Geschwindigkeitserhöhung bildet zusammen mit der radial gerichteten Strömung aus dem Quetschspalt die Grundlage für eine optimale Gemischbildung und Verbrennung.

Da sich die schneckenförmige Geometrie des Ansaugkanals nachteilig auf dessen Durchflussbeiwert und somit auch auf den Wirkungsgrad des Motors auswirkt, wird bei Motoren mit zwei Einlassventilen ein Kanal als Drallkanal und der andere Kanal als sogenannter Füllkanal ausgeführt. Der Füllkanal sorgt durch seinen geraden Verlauf für eine möglichst verlustarme Füllung des Motors und der Drallkanal stellt sicher, dass die Ladungsbewegung hoch genug ist, um eine effiziente und emissionsarme Verbrennung zu gewährleisten.

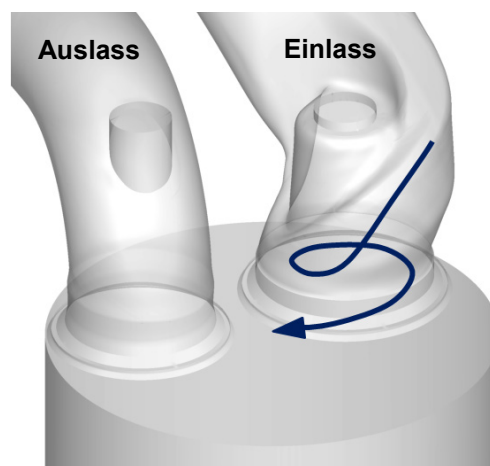


Abbildung 2-6: Spiralförmiger Einlasskanal des Versuchsträgers

2.3 Bedeutung von Brennraumströmung, Turbulenz und Zyklus-schwankungen in Motoren

Heywood (19) beschreibt die Brennraumströmung als den Faktor, der die Verbrennung in Motoren am stärksten beeinflusst. Für Lumley (22) ist Turbulenz der wichtigste Akteur bei der Betrachtung innermotorischer Prozesse. Tatsächlich werden nahezu alle Vorgänge in Motoren und auch wesentliche, integrale Motorkenngrößen durch Saugrohr- bzw. Brennraumströmung und Turbulenz bestimmt:

Ansaugvorgang: Die Strömung im Ansaugtakt bestimmt den Füllungsgrad des Zylinders mit Frischluft. Dieser wiederum legt fest, wie viel Drehmoment und Leistung vom Motor produziert werden kann. Die Effizienz, mit der der Füllungsvorgang abläuft, bestimmt den Wirkungsgrad und damit direkt den Kraftstoffverbrauch des Motors. Außerdem produziert die Gasströmung im Ansaugtakt Turbulenz im Brennraum und initiiert die großskalige Ladungsbewegung. Beide sind elementar für Gemischbildung und Verbrennung. Die Erzeugung von Turbulenz und Ladungsbewegung führt allerdings zu Strömungsverlusten während des Ansaugens. Die Herausforderung besteht darin, den optimalen Kompromiss zwischen benötigter Turbulenz und Ladungsbewegung und der maximalen Füllung bzw. Effizienz zu finden.

Sprayaufbruch und Gemischbildung: Für Sprayaufbruch sowie schnelle und homogene Gemischbildung sind großskalige Ladungsbewegung und kleinskalige Turbulenz von zentraler Bedeutung. Einerseits sorgen Tumble und Drall durch den Transport von flüssigem Kraftstoff bzw. Kraftstoffdampf durch den gesamten Zylinder für dessen Durchmischung mit Luft. Andererseits transportiert Turbulenz auch Kraftstoff, Gas und Impuls in ihrem Bestreben, alles gleichmäßig im Brennraum zu verteilen. Hervorzuheben ist dabei, dass turbulente Transportprozesse um mehrere Größenordnungen schneller ablaufen als der Transport auf Basis molekularer Diffusion. So erfolgt beispielsweise der Transport von Moment, Gas und Kraftstoff in der Ansaugphase eines Motors geschätzt um Faktor 10^4 effektiver als durch molekulare Bewegung (22). Turbulenz stellt damit die dominante Größe der motorischen Gemischbildung dar.

Entflammung: Sowohl in Otto- als auch in Dieselmotoren beeinflussen großskalige Ladungsbewegung und Turbulenz den Entflammungsprozess grundlegend. Für eine zuverlässige Entflammung des Gemischs in Ottomotoren ist es wichtig, dass die Strömungsgeschwindigkeit (Tumbleintensität) am Zündort nicht zu hoch ist, da dies ansonsten zur Verwehung und dem Abriss des Zündfunken führen kann. Eine angemessene Ladungsbewegung kann die Entflammung aber unterstützen, indem sie den Zündfunken moderat auslenkt und so das von ihm erfasste Gasvolumen vergrößert. Turbulenz sorgt für ein möglichst homogenes Gemisch am Zündort und stellt dem initialen Flammenkern zu Beginn der Entflammung Energie für dessen Ausbreitung zur Verfügung. Durch die gezielte Bereitstellung von Turbulenz kann beispielsweise auch unter kalten Bedingungen, direkt nach dem Motorstart, eine robuste Entflammung des Gemischs sichergestellt werden (23).

In Dieselmotoren transportiert die makroskopische Drallströmung Kraftstoff bzw. Kraftstoffdampf weg vom Einspritzstrahl in Bereiche noch ungemischter Luft. Turbulente Diffusion ist diesem Prozess überlagert und sorgt dafür, dass die lokale Kraftstoffkonzentration des Gemischs und dessen Temperatur schnell den zündfähigen Bereich erreichen. Hohe Einspritzdrücke beschleunigen diese Vorgänge.

Verbrennung und Flammenfortschritt: Die Strömung in Verbrennungsmotoren ist grundsätzlich turbulent. Deshalb läuft auch die Umsetzung des Kraftstoffs in einem turbulenten Umfeld ab. Wie bereits beschrieben, findet die Oxidation des Kraftstoffs in einer vorgemischten Verbrennung (Ottomotor) in einer dünnen Reaktionszone, der Flammenfront, statt. Die Flammenfront propagiert dabei mit einer gewissen Geschwindigkeit (Flammenfortschrittsgeschwindigkeit) durch das Gemisch. In einer laminaren Strömung ist die Flammenfront idealisiert zweidimensional und sehr dünn. In einer turbulenten Strömung jedoch ist die Flammenfront zerknittert, gefaltet, unstetig, hochgradig dreidimensional und deutlich dicker (24), was zu einer signifikanten Erhöhung ihrer Propagationsgeschwindigkeit führt. Die Geschwindigkeit der Verbren-

nung lässt sich somit über das Turbulenzniveau der Strömung steuern. Auch in Diffusionsverbrennungen (Diesel) beschleunigt Turbulenz durch sehr schnellen Momenten- und Speziestransport die Gemischbildung und Verbrennung in ähnlicher Weise.

Das Turbulenzniveau der Brennraumströmung steigt aufgrund der höheren Kolben- und Gasgeschwindigkeiten mit steigender Motordrehzahl an. Dies hat zur Folge, dass auch Gemischbildung und Verbrennung mit steigender Motorendrehzahl auf immer kürzeren Zeitskalen ablaufen. Tatsächlich nimmt die Brenndauer grad-kurbelwinkel-bezogen nur sehr langsam mit einer Erhöhung der Drehzahl zu (25). In dieser Tatsache ist letztendlich auch der Grund zu sehen, warum Verbrennungsmotoren überhaupt über einen weiten Drehzahlbereich betrieben werden können. Bei Dieselmotoren wird die Brenngeschwindigkeit auch durch die Einspritzung nahe des oberen Totpunkts gesteuert. Sie erhöht das Turbulenzniveau im Brennraum zusätzlich.

In Ottomotoren wird eine Erhöhung des Turbulenzniveaus gezielt genützt, um die Brenngeschwindigkeit zu erhöhen und damit die Klopfneigung des Motors zu verringern. Verringerte Klopfneigung bedeutet gleichzeitig, dass entweder das Verdichtungsverhältnis des Motors erhöht oder dass der Motor bei hoher Last mit optimalem Verbrennungsschwerpunkt betrieben werden kann. Beides trägt zu einer merklichen Effizienzsteigerung bei.

Eine Erhöhung der Brenngeschwindigkeit führt außerdem nicht nur zu einem schnelleren Erreichen des Endgases (Otto) bzw. einer früheren Umsetzung des letzten Teils des Kraftstoffs (Diesels), sondern sorgt auch aufgrund des noch nicht weit fortgeschrittenen Expansionstaktes dafür, dass die Umsetzung des letzten Kraftstoffteils bei höheren Temperaturen erfolgt. Dies reduziert das Risiko, dass die Verbrennung erlischt, bevor der komplette Kraftstoff oxidiert wurde. Der aufgrund einer beschleunigten Verbrennung verbesserte Durchbrand führt so zu einer Verringerung von HC- und CO-Emissionen und einem besseren Wirkungsgrad.

Eine Erhöhung der Ladungsbewegung bzw. der Turbulenz wird außerdem sowohl im Otto- als auch im Dieselmotor eingesetzt, um die Restgasverträglichkeit der Verbrennung zu steigern. Abgasrückführung (AGR) wird in Ottomotoren verwendet, um den Motor im Teillastbereich zu entdrosseln oder die Klopfneigung bei höheren Lasten zu verringern (26). In Dieselmotoren wird Abgas rückgeführt, um durch eine Senkung der Verbrennungstemperatur NO_x -Emissionen zu minimieren.

Wandwärmeverluste und Ausstoßarbeit: Sowohl die makroskopische Ladungsbewegung als auch die turbulente Gasbewegung führen zu einer Erhöhung des Wandwärmestroms durch die Brennraumwände. Diese Energie steht nicht mehr zur Erhöhung der Gastemperatur bzw. des Brennraumdrucks zur Verfügung und ist somit als Verlust zu betrachten. Eine starke Ladungsbewegung gegen Ende des Expansionstaktes verursacht außerdem eine erhöhte Ausschiebearbeit. Aus diesem Grund und auch da die Erzeugung der Gasbewegung Energie benötigt, sollte eine stärkere als für Gemischbildung und Verbrennung benötigte Ladungsbewegung vermieden werden.

Einfluss von Zyklusschwankungen: Bei der Brennraumströmung handelt es sich um eine instationäre, sehr komplexe, turbulente und dreidimensionale Strömung. Die Struktur des Strömungsfelds, seine zeitliche Entwicklung als auch dessen Turbulenzniveau variieren teilweise erheblich von Motorzyklus zu Motorzyklus (27). Dies ist insofern problematisch, als dass sich dadurch die Randbedingungen für Gemischbildung, Entflammung und Verbrennung gleichfalls von einem Zyklus zum nächsten verändern. Schwankt beispielsweise die Strömungsgeschwindigkeit am Zündort zu stark, kann es zu Aussetzern kommen. Wird der Flammenkern von einer zwischen den Arbeitsspielen stark schwankenden Tumbleströmung mitgerissen und zu weit aus dem Zentrum des Brennraums getragen, kann es dadurch zu irregulären Verbrennungen bzw. Klopfen kommen (28). Gleiches gilt für eine zyklisch stark schwankende Turbulenzintensität. Ist das Turbulenzniveau in einigen Zyklen zu gering, führt eine zu langsame Verbrennung zu Klopfen oder einer unvollständigen Umsetzung des Kraftstoffs. Da sich sowohl Zyklusschwankungen der makroskopischen Strömungsstruktur als auch der kleinen, turbulenten Skalen negativ auf Leistung, Emissionen und Laufruhe auswirken, wird bei der Entwicklung von Motoren versucht, diese soweit möglich zu reduzieren.

2.4 Charakteristik der Turbulenz in Verbrennungsmotoren

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten mehrfach beschrieben wurde, wie Turbulenz innermotorische Prozesse beeinflusst, soll nun etwas genauer auf ihre Natur eingegangen werden. Eine homogene, isotrope Strömung umfasst ein kontinuierliches Spektrum an Wirbelstrukturen unterschiedlichster Größe und Drehgeschwindigkeit. Der Größenbereich dieses Spektrums reicht dabei von Wirbeln, die den gesamten der Strömung zur Verfügung stehenden Raum einnehmen, bis hin zu Wirbeln, die so klein sind, dass sie von der Viskosität des strömenden Fluides in Wärme dissipiert werden. Da sich in Verbrennungsmotoren außer dem Raum, der der Strömung zur Verfügung steht (Brennraum), auch die Viskosität des strömenden Fluides kontinuierlich verändert, verändert sich auch das Wirbelspektrum abhängig von der Motorphase. Unter der Annahme isotroper Turbulenz, dass sich also turbulente Wirbel in allen drei Raumrichtungen über den gleichen Bereich erstrecken, entspricht die charakteristische Länge des größten Wirbels im unteren Totpunkt theoretisch maximal dem Bohrungsdurchmesser. Im oberen Totpunkt setzt die Höhe des Quetschspaltes enge Grenzen für die Ausmaße des größten Wirbels. Häufig werden Wirbelgröße und die Integrale-Längenskala der Turbulenz miteinander identifiziert, obwohl die Gleichstellung dieser beiden Größen im Allgemeinen nicht streng korrekt ist. Die Integrale-Längenskala wird über die Autokorrelationsfunktion des Geschwindigkeitsfelds bestimmt und ist meist kleiner als der Bohrungsdurchmesser. Die charakteristische Länge der kleinsten Wirbel im Spektrum wird durch die sogenannte Kolmogorov-Länge η definiert. Sie berechnet sich durch

$$\eta = \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/4}, \quad (2-1)$$

wobei ν die kinematische Viskosität des Mediums und ϵ die mittlere Dissipationsrate beschreibt. Die Kolmogorov-Länge innermotorischer Strömungen wird in der Literatur mit der Größenordnung $\eta = 10\text{--}100\text{ }\mu\text{m}$ angegeben (29), (22), (14). Die Energie der Wirbel im Spektrum ändert sich abhängig von ihrer Größe bzw. charakteristischen Länge. Die Energie der größten Strukturen ist relativ moderat, sie steigt aber für kleiner werdende Wirbel an und erreicht bei Wirbeln, deren Größe ungefähr ein Sechstel der charakteristischen Länge des größten Wirbels beträgt, ihr Maximum (22). Dieser Teil des Spektrums wird als Energiebereich bezeichnet, da hier den großen, turbulenten Skalen Energie aus der Hauptströmung zugeführt wird. Turbulenz konsumiert Energie, denn die großen Skalen sind nicht stabil und zerfallen zu kleineren Wirbeln, an die sie ihre Energie übergeben. Diese Wirbel sind wiederum nicht stabil und zerfallen ihrerseits zu noch kleineren Strukturen. Dieser Bereich des kaskadenartigen Zerfalls, in dem ein Energietransport von großen zu immer kleiner werdenden Strukturen stattfindet, wird als Inertialbereich bezeichnet. Wie die Energie in diesem Bereich auf die Wirbel verteilt ist, hängt dabei nur von der Wellenzahl k ab. Die Wellenzahl gibt die Anzahl von Wirbeln pro Längeneinheit an. Der Zusammenhang zwischen Wirbelenergie und Wellenzahl wird beschrieben durch

$$E(k) \sim k^{-5/3}. \quad (2-2)$$

Der Wirbelzerfall und der damit verbundene Transport von Energie hin zu kleinen Skalen dauert so lange an, bis die Energie der kleinsten Wirbel durch die Viskosität des Fluids in Wärme umgewandelt wird. Dieser Bereich des Spektrums wird als Dissipationsbereich bezeichnet.

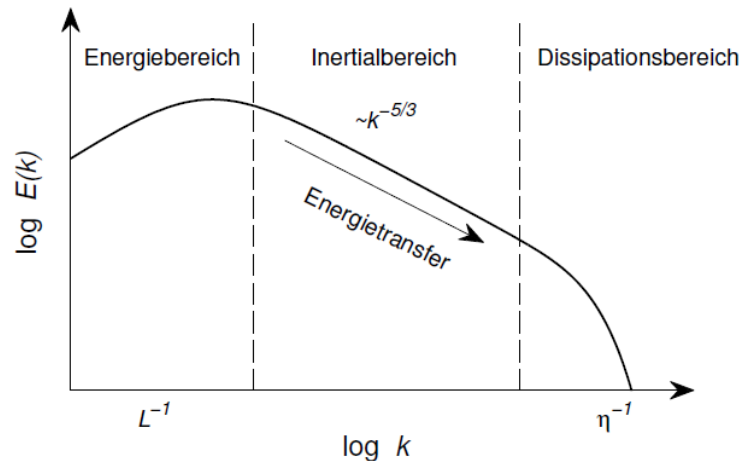


Abbildung 2-7: Energiekaskade turbulenter Strömungen (194)

Der Prozess des Energieeintrags aus der Hauptströmung in turbulente Wirbelstrukturen und deren anschließender kontinuierlicher Zerfall bis hin zur Dissipation wird als Energiekaskade der Turbulenz bezeichnet, sie ist schematisch in Abbildung 2-7 gezeigt. Die Energie der Wirbel ist dabei in doppellogarithmischer Darstellung über der Wellenzahl k aufgetragen. Der Graph verdeutlicht, dass die Wirbel mit der größten Energie im Bereich kleiner Wellenzahlen zu finden sind. Außerdem zeigt er anschaulich, wie die Energie der turbulenten Strukturen im Inertialbereich durch den Wirbelzerfall immer weiter absinkt und im Dissipationsbereich bei sehr kleinen Wellenzahlen durch die Viskosität des Fluides letztendlich komplett abfällt.

Im Zuge der Arbeit von Eva Brußies (12), die parallel zu der hier vorliegenden Arbeit entstand und sich mit der simulativen Analyse der Zylinderinnenströmung desselben Motors befasst, wurde ein Modellspektrum der Brennraumströmung für die Mitte des Kompressionstaktes erstellt. Dazu wurden die Werte für die Integrale-Längenskala der Turbulenz ($L \approx 15$ mm), die Kolmogorov-Länge ($\eta \approx 0,025$ mm) und die Dissipationsrate ($\epsilon \approx 2000$ m²/s²) auf der Basis einer RANS Simulation bei einer Reynolds-Zahl von $Re \approx 62000$ angenommen. Aus dem resultierenden Modellspektrum für den hier untersuchten Motor lässt sich ableiten, dass in der Mitte der Kompressionsphase alle Wirbel der Strömung mit Größenskalen größer als 3 mm zusammen 80% der turbulenten kinetischen Energie enthalten. Wirbel mit einer Größenskala von 3 mm liegen dabei im Energiebereich des Spektrums. Für weiterführende Erklärungen sei auf die Arbeit von Eva Brußies verwiesen (12).

Dabei ist die Frage, ob auch die Brennraumströmung tatsächlich ein vergleichbares Energiespektrum besitzt, noch nicht geklärt. Erste Versuche, das Energiespektrum der Zylinderinnenströmung messtechnisch zu bestimmen, wurden von Funk et al. (30) unternommen. Das dabei ermittelte Spektrum weist einen linearen Inertialbereich auf und fällt zu kleinen Skalen hin ab.

2.5 Wirbelzerfall und Turbulenzentstehung in Verbrennungsmotoren

Turbulenz spielt in Verbrennungsmotoren eine ganz entscheidende Rolle bei der Gemischbildung, Entflammung und Verbrennung. Um einen möglichst optimalen Ablauf dieser Prozesse gewährleisten zu können, muss sichergestellt werden, dass ausreichend Turbulenz zum richtigen Zeitpunkt während des Zyklus zur Verfügung gestellt wird. Dies ist insofern eine Herausforderung, als dass die kinetische Energie des Gases während der Einlassphase sehr schnell dissipiert. So steigt das Turbulenzniveau der Strömung im Brennraum zwar zu Beginn des Ansaugvorgangs, während sich das Einlassventil öffnet, stark an, es fällt aber mit sich schließendem Einlassventil danach beinahe genauso schnell wieder ab. Das Turbulenzniveau macht deshalb zum Zeitpunkt „Einlassventil schließt“ nur noch einen Bruchteil des Maximalwerts aus, der während des

maximalen Ventilhub erreicht wird. Ohne gezielte Maßnahmen sinkt das Turbulenzniveau der Strömung während der Kompressionsphase bis zum OT hin kontinuierlich weiter ab. Dadurch steht zum Zündzeitpunkt (Otto) bzw. zu Beginn der Einspritzung (Diesel) nur wenig Energie für die Entflammung und Verbrennung zur Verfügung. Dies wirkt sich negativ auf Laufruhe, Verbrauch und Emissionen des Motors aus (22).

Um dies zu vermeiden, wird in Motoren während der Ansaugphase gezielt eine den Brennraum ausfüllende Hauptströmung erzeugt, die einen Teil der kinetischen Energie der Einlassströmung in großskaligen und somit weniger dissipativen Wirbeln konserviert. Diese großskaligen Strukturen werden dann nahe dem oberen Totpunkts zum Zerfall gebracht. Dabei durchlaufen die Wirbel theoretisch die oben beschriebene Energiekaskade, wodurch das Turbulenzniveau im Brennraum nahe dem Zündzeitpunkt bzw. dem Einspritzbeginn deutlich ansteigt. Dies gewährleistet eine zuverlässige Aufbereitung, Entflammung und Umsetzung des Kraftstoffs.

Die Art und Weise, wie der Zerfall der Hauptströmung nahe dem oberen Totpunkt erreicht wird, unterscheidet sich zwischen Otto- und Dieselmotor. Auf die unterschiedlichen Konzepte und deren Einfluss auf Zyklusschwankungen soll in den beiden nachfolgenden Abschnitten eingegangen werden.

2.5.1 Ottomotor

Wie in Abschnitt 2.2 bereits ausgeführt, wird in Ottomotoren durch eine gezielte Gestaltung von Einlasskanälen und Zylinderkopf während des Ansaugtakts eine Tumble-Strömung im Brennraum erzeugt. Die Rotationsachse der Gasströmung liegt dabei quer zur Zylinderachse. In Motoren mit Benzindirekteinspritzung kann die Tumbleströmung durch ein entsprechend ausgelegtes Spray und eine Einspritzung in der zweiten Hälfte des Ansaugtaktes unterstützt werden. Aufgrund des relativ geringen Impulses des eingespritzten Kraftstoffs (Einspritzdruck maximal 200 bar) ist der Effekt auf die Strömung jedoch begrenzt. Da die Tumble-Walze quer im Zylinder rotiert, wird die Strömung durch die Zylinderwände bzw. den Kolben geometrisch deutlich eingeschränkt, sodass der Tumblewirbel in der Regel keine zylindrische, sondern vielmehr eine fassförmige Struktur besitzt.

Dieser Wirbel wird im Verdichtungstakt zunehmend komprimiert, bis er irgendwann zwischen Kolben und Zylinderkopf zerquetscht wird. Dabei zerfällt der großskalige Tumble in kurzer Zeit in eine Vielzahl kleinerer Wirbelstrukturen und diese wiederum letztendlich in Turbulenz. Die kinetische Energie des Tumbles wird so, nahe dem oberen Totpunkt und in turbulente kinetische Energie überführt, der Strömung zur Verfügung gestellt. Durch die Erhöhung des Turbulenzniveaus kann eine zuverlässige Entflammung und eine schnelle Umsetzung des Kraftstoff-Luft-Gemischs erreicht werden.

Vorteil dieses Konzepts der Turbulenzerzeugung ist, dass durch die starke Komprimierung der Tumbleströmung bis auf wenige Millimeter Höhe die Tumbleströmung praktisch komplett zerfällt und die Energie der großskaligen Wirbel nahezu vollständig in Turbulenz konvertiert wird. Als Nachteil erweist sich jedoch, dass der Tumblezerfall oft schon relativ weit vor dem oberen Totpunkt beginnt und so Turbulenz für Zündung und Verbrennung zu früh bereitgestellt wird (31). Dies ist insbesondere problematisch für Motoren mit hohem Verdichtungsverhältnis (niedriger Quetschspalt) und Motoren mit ausgeprägten Muldenkolben. Der Zeitpunkt des Tumbleaufbruchs hängt bei Ottomotoren auch stark von der Struktur und der Position des Wirbelzentrums im Brennraum ab. Da Form und Position des Wirbelzentrums aber von Zyklus zu Zyklus teilweise deutlich variieren, variiert auch der Zeitpunkt des Tumbleaufbruchs zwischen den Motorzyklen (28). Kritisch ist dies, da in Ottomotoren die Energie des Zündfunken im Vergleich zur kinetischen Energie der Strömung relativ gering und lokal stark begrenzt ist. Dies bedeutet, dass die Charakteristik des Zündfunken und die des Flammkernwachstums massiv vom lokalen Strömungsfeld und Turbulenzniveau um die Zündkerze herum beeinflusst werden. Deshalb haben Variabilität der Zylinderinnenströmung und des Tumbleaufbruchs auch deutliche Schwankungen der Gemiscentflammung und der Verbrennung zur Folge.

2.5.2 Dieselmotor

Diesalbrennverfahren basieren in aller Regel auf einer Drallströmung der Zylinderladung. Erzeugt wird diese um die Zylinderachse rotierende Strömung durch einen spiralförmig ausgeführten Ansaugkanal und bei Vier-Ventil-Motoren durch eine gezielte Aufteilung des angesaugten Gases auf die geometrisch unterschiedlich orientierten Einlasskanäle. Der Brennraum eines Dieselmotors mit seinem flachen Zylinderkopf und dem Muldenkolben stellt dabei ideale Randbedingungen für die Führung und den Erhalt der Drallströmung bereit. Während der Verdichtung des Arbeitsgases wird die Drallströmung im Dieselmotor nicht wie die Tumbleströmung im Ottomotor quer zur Hauptströmungsrichtung gequetscht, sondern lediglich längs seiner Rotationsachse, ähnlich einer Spiralfeder, komprimiert. Nahe dem oberen Totpunkt wird das rotierende Gas dann aus dem äußeren Randbereich des Zylinders entlang des Muldenkragens in die im Zentrum des Brennraums liegende Kolbenmulde gedrückt. Zum einen kommt es aufgrund der Drehimpulserhaltung zu einer Beschleunigung der Gasströmung, zum anderen ist die sogenannte Quetschspaltströmung quer zur Drallströmung gerichtet. Die so entstehende Scherströmung führt zu einem teilweisen Zerfall der Drallströmung und einem Transfer der Energie großer Wirbelskalen hin zu kleinen, turbulenten Skalen. Der Zerfall der Drallströmung ist dabei deutlich weniger vollständig als der der Tumbleströmung in Ottomotoren, sodass in einem Dieselmotor auch im oberen Totpunkt noch eine klar gerichtete Drallströmung vorhanden ist. Die Koexistenz von makroskopischer Ladungsbewegung und kleinskaliger Turbulenz nahe OT ist in Dieselmotoren wichtig, da das Brennverfahren einerseits ein gewisses Turbulenzniveau erfordert, um die Aufbereitung des eingespritzten Kraftstoffs lokal bzw. auf molekularer Ebene zu beschleunigen, und andererseits die großskalige Drallströmung benötigt wird, um das reaktive Kraftstoff-Luft-Gemisch zu transportieren und mit Frischgasbereichen im Zylinder zu vermischen, siehe Abbildung 2-5.

Im Hinblick auf Zyklusschwankungen bietet das Diesel-Konzept zahlreiche Vorteile gegenüber dem Otto-Konzept. Zum einen saugt ein Dieselmotor immer ungedrosselt Frischgas an, somit kommt es nicht wie beim Ottomotor schon hinter der Drosselklappe zu Verwirbelungen, die potentiell Variabilität der Brennraumströmung induzieren können. Des Weiteren werden Schwankungen der Drallströmung in einzelnen Zyklen durch die Zentrierung der Gasströmung nahe OT in der Kolbenmulde teilweise egalisiert. Grundsätzlich ist auch die Turbulenzerzeugung über die Quetschspaltströmung prinzipbedingt reproduzierbarer als die Erzeugung von Turbulenz durch das Zerquetschen eines Wirbels. Eine wichtige Rolle spielt außerdem das Gemischbildungs- bzw. Entflammungskonzept. In Dieselmotoren wird der Kraftstoff erst nahe OT in den Brennraum eingespritzt, die Einspritzdrücke liegen dabei oft jenseits der 2000 bar. Dies hat zur Folge, dass ein wesentlicher Teil der zur Gemischbildung erforderlichen Turbulenz durch die Einspritzung selbst generiert wird. Da der Einspritzvorgang von Zyklus zu Zyklus erheblich besser reproduzierbar ist als die Gasströmung, führt auch diese zu einer Verringerung der Zyklusvariabilität. Auch die Entflammung des Kraftstoffs erfolgt in Dieselmotoren zuverlässiger als in Ottomotoren. Wird in einem Ottomotor das vorgemischte Kraftstoff-Luft-Gemisch von einem verhältnismäßig energiearmen und lokal sehr begrenzten Zündfunken entzündet, so entzündet sich der Kraftstoff in einem Dieselmotor durch den Kontakt mit dem heißen Brennraumgas selbst. Da dieser Prozess nicht lokal begrenzt ist, sondern verteilt über den gesamten Brennraum an verschiedenen Stellen parallel abläuft, wirken sich lokale Schwankungen des Strömungsfelds weniger stark auf Zündverzug und Energiefreisetzung aus. Die Summe dieser Punkte führt dazu, dass Diesalbrennverfahren in der Regel weniger Zyklusschwankungen aufweisen als Ottobrennverfahren.

3 Experimentelle Methoden zur Untersuchung der Zylinderinnenströmung

Die Erkenntnis, dass sich sowohl die Leistung als auch das Drehmoment eines Motors ganz wesentlich durch die Gestaltung seiner Ein- und Auslasskanäle bestimmen lassen, ist annähernd so alt wie der Verbrennungsmotor selbst. Gab man sich in den Anfängen der Motorenentwicklung noch damit zufrieden, neue Motoren durch Versuch und Irrtum zu optimieren, indem einfach so lange verschiedene Ein- und Auslasskanäle angebracht und erprobt wurden, bis man schließlich die für einen Reihe von Betriebspunkten vermeintlich beste Kanalgeometrie gefunden hatte, so entstand schon bald der Wunsch, die zugrunde liegenden Prozesse besser zu verstehen. Bereits in den dreißiger Jahren des vergangenen Jahrhunderts wurden experimentelle Methoden entwickelt, um die von den Ladungswechselorganen generierte Strömung zu charakterisieren.

In diesem Kapitel soll ein Überblick über verschiedene Messverfahren gegeben werden, die heute zur Analyse der Zylinderinnenströmung eingesetzt werden. Dabei werden Einsatzgebiete und Leistungsfähigkeit des jeweiligen Verfahrens aufgezeigt, somit auch dessen Grenzen. Zusätzlich wird auch der mit den Messverfahren verbundene experimentelle Aufwand diskutiert. Bei dem folgenden Überblick erfolgt grundsätzlich eine Unterscheidung nach Verfahren, die ihren Einsatz an stationär durchströmten Blasprüfständen finden, sowie nach Verfahren, die eine Untersuchung der Zylinderinnenströmung im Motorbetrieb erlauben.

3.1 Messverfahren für stationär durchströmte Systeme

Bei diesen Messverfahren handelt es sich um Verfahren, die sich aufgrund ihres Messprinzips nicht für den Einsatz direkt im Motor eignen. Sie werden in der Regel herangezogen, um die bei stationärer Durchströmung des Zylinderkopfes von den Einlasskanälen generierte Strömung zu analysieren. Derartige Blasprüfstandsmessungen werden dabei für verschiedene Ventilhübe durchgeführt. Typischerweise sind diese Untersuchungen weit weniger aufwändig als Experimente an drehenden Motoren. Allerdings lassen sie auch nur bedingt Aussagen über die intermittierende und instationäre Strömung in realen Motoren zu. Die wichtigsten dieser Verfahren werden im Folgenden vorgestellt. Darüber hinausreichende Beschreibungen sind in (32), (14), (33) und (34) zu finden.

3.1.1 Flügelradanemometer

Das wohl älteste und auch heute noch am weitesten verbreitete Verfahren zur Bestimmung der Drallintensität ist das Flügel- bzw. Paddelradanemometer (35), (36). Dabei wird mittels eines Flügelrads die im Zylinderkopf erzeugte tangentielle Geschwindigkeit der Einlassströmung bestimmt. In der Literatur finden sich teilweise leicht unterschiedliche Versuchsaufbauten und Größendefinitionen (32), (20), (37). Nachfolgende Erläuterungen basieren auf dem Messprinzip nach Thien (38), (39), (40), da dieses bei kommerziellen Blasprüfständen etabliert ist und der in dieser Arbeit verwendete Zylinderkopf ebenfalls nach diesem Verfahren vermessen wurde, siehe Abbildung 3-1.

Bei diesem Messverfahren wird der Zylinderkopf auf einer Prüfbank montiert. Auf der Unterseite wird ein Messzylinder angebracht, dessen Innendurchmesser dem der Zylinderbohrung des Motors entspricht. In diesem Messzylinder wird dann ein reibungsarm gelagertes Flügelrad, dessen Abmessungen ebenfalls vom Bohrungsdurchmesser abhängen, platziert (41). Die Flügelflächen dieses Rades sind so orientiert, dass nur die tangentielle Komponente der Zylinderströmung Kraft auf den Flügel ausüben kann (38). Für die Strömungsuntersuchungen werden die Einlassventile auf einen konstanten Hub eingestellt und im Messzylinder wird ein definierter Druckunterschied zum Umgebungsdruck eingeregelt, sodass der Zylinderkopf bzw. die mit der Umgebung verbundenen Einlasskanäle stationär durchströmt werden. Von dem Flügelrad im

Zylinder wird angenommen, dass es genauso schnell rotiert wie die durch die Kanäle angesaugte und im Messzylinder rotierende Luft. Die Drehzahl n des Flügelrads ist somit der tangentialen Strömungsgeschwindigkeit $c_{u,FR}$ proportional und ist damit ein Maß für die ventilhubabhängige Drallintensität:

$$c_{u,FR} = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot r_{FR}. \quad (3-1)$$

Der Flügelradradius r_{FR} ist dabei definiert als Produkt der Konstanten K , die auf der Geometriedefinition des Flügelrads basiert, und dem Zylinderradius r_{Zyl}

$$r_{FR} = 0.7275 \cdot r_{Zyl}. \quad (3-2)$$

Die Flügelradgeometrie ändert sich somit mit dem Durchmesser der Motorbohrung (41). Neben Flügelrad-drehzahl und Ventilhub werden auch der Saugrohrdruck, der Umgebungsdruck p sowie die Temperatur T der aus der Umgebung angesaugten Luft gemessen. Des Weiteren wird der Volumenstrom \dot{V} kontinuierlich über eine Luftpumpe erfasst. Anhand dieser Größen kann dann mittels der idealen Gasgleichung und unter Einbeziehung der spezifischen Gaskonstante R der tatsächliche Massenstrom \dot{m}_{real} berechnet werden:

$$\dot{m}_{real} = \dot{V} \cdot \frac{p}{R \cdot T}. \quad (3-3)$$

Über den Massenstrom, die Dichte im Zylinder ρ_{Zyl} sowie die Querschnittsfläche des Messzylinders A_{Zyl} wird die axiale Strömungsgeschwindigkeit c_a ermittelt:

$$c_a = \frac{\dot{m}_{real}}{\rho_{Zyl} \cdot A_{Zyl}}. \quad (3-4)$$

Unter der Annahme, dass die Drallströmung im Zylinder einer Starrkörperrotation gleicht, lässt sich die Strömung somit über eine integrale Drallzahl R_s charakterisieren. Sie wird berechnet als Quotient aus radialer und axialer Strömungsgeschwindigkeit:

$$R_s = \frac{c_{u,FR}}{c_a} = 0.7275 \cdot \frac{c_{u,rzyl}}{c_a}. \quad (3-5)$$

$c_{u,rzyl}$ beschreibt dabei die Umfangsgeschwindigkeit am Zylinderende.

Neben der Drallzahl wird auf dem Strömungsprüfstand in der Regel auch gleichzeitig der Durchflusskoeffizient α_K ermittelt. Er stellt eine wichtige Größe zur Quantifizierung der Strömungsverluste im Zylinderkopf bei einem bestimmten Ventilhub dar. Der tatsächlich gemessene Massenstrom \dot{m}_{real} wird dabei üblicherweise zu einem theoretischen Massenstrom \dot{m}_{theo} ins Verhältnis gesetzt

$$\alpha_K = \frac{\dot{m}_{real}}{\dot{m}_{theo}} \quad (3-6)$$

\dot{m}_{theo} ist abgeleitet von einer kompressiblen Strömung durch eine konvergente Düse. \dot{m}_{theo} ergibt sich durch

$$\dot{m}_{theo} = A_{Zyl} \cdot c_{is} \cdot \rho_{is}, \quad (3-7)$$

wobei sich c_{is} und ρ_{is} auf die Strömungsgeschwindigkeit und Gasdichte bei isentroper Durchströmung beziehen. Zur Berechnung von c_{is} und ρ_{is} sei auf (32) und (39) verwiesen.

Die Drallzahl R_s und der Durchflusskoeffizient α_K sind bei Untersuchungen am Blasprüfstand die wesentlichen Größen, durch die die im Zylinderkopf generierte Strömung charakterisiert wird. Abbildung 3-2 zeigt den am Blasprüfstand in Abhängigkeit des Ventilhubs ermittelten Verlauf von R_s und α_K für den in dieser Arbeit verwendeten Zylinderkopf. Drallzahl und Durchflusskoeffizient sind wichtige Größen, die unter anderem auch für die Initialisierung von 1D und 3D CFD Simulationen unerlässlich sind.

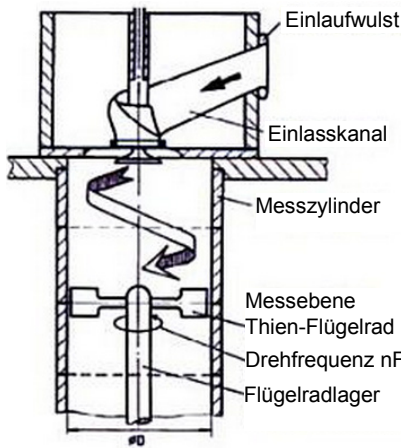


Abbildung 3-1: Stationärer Strömungsprüfstand mit Thien-Flügelrad (39)

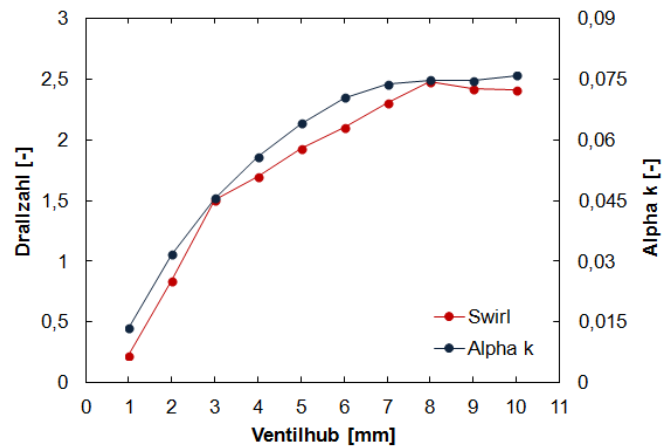


Abbildung 3-2: Abhängigkeit des Durchflussbeiwerts α_K und der Drallzahl R_s vom Ventilhub bei stationärer Durchströmung, Messverfahren nach Thien

Neben der Drallzahl kann nach dem gleichen Prinzip und mit leicht verändertem Paddelrad bzw. Aufbau auch die Tumblezahl bestimmt werden. Sie beschreibt die Intensität der walzenförmigen Tumbleströmung in der Symmetrieebene zwischen Einlass- und Auslassventil. Da sich die Tumbleströmung im Motor durch die Reflektion der Einlassströmung am Kolben des Motors ausbildet, ist es erforderlich, den Kolben mit in den Messzylinder zu integrieren. Weil es aber dadurch nicht mehr möglich ist, die Luft in axialer Richtung abzusaugen, muss diese über Schlitze, die sich am Umfang des Messzylinders oberhalb des Kolbens befinden, aus dem Zylinder geleitet werden (33), (41). Die dadurch im Messzylinder entstehende Strömung spiegelt somit nur bedingt den Strömungszustand im realen Motor wider.

Ein weiteres Problem des Paddelradverfahrens ist, dass die ermittelten Drall- und Tumblezahlen stark vom Abstand des Rades zum Zylinderkopf abhängen und somit an Aussagekraft verlieren.

3.1.2 Momentenanemometer

Aufgrund der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Probleme des Paddelradverfahrens wurde von Tippelmann (42) ein Verfahren vorgestellt, welches anstelle der Messung der Winkelgeschwindigkeit mittels Flügelradanemometer auf der Impulsstrommessung mittels eines Strömungsgleichrichters basiert. Dieses Verfahren wurde von Uzkan (32) und Partington (43) aufgenommen und weiterentwickelt.

Im Wesentlichen basiert es auf einem wabenförmigen Strömungsgleichrichter, der das Flügelrad ersetzt und dessen Durchmesser größer ist als der der Zylinderbohrung. Das Seitenverhältnis von Wabendurchmesser und Wabenlänge des Gleichrichters wurde so gewählt, dass sichergestellt ist, dass das ausströmende Gas die Struktur in rein axialer Richtung ohne tangentialen Strömungsanteil wieder verlässt. Der Impuls der Drallströmung führt dabei im Gleichrichter zu einem Moment um die Zylinderachse, welches von einem empfindlichen Sensor gemessen wird. Ein Schema des Versuchsaufbaus wird in Abbildung 3-3 gezeigt.

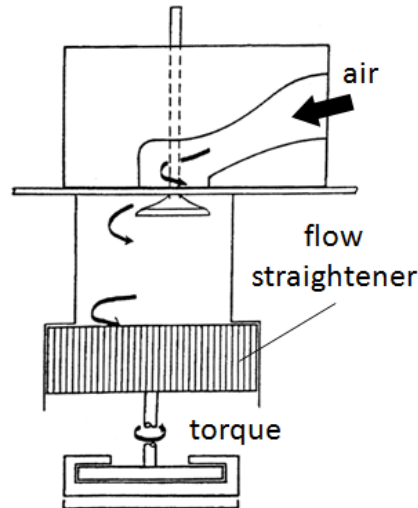


Abbildung 3-3: Schema der Gleichrichter-Drallmessmethode nach Toppelmann (32)

Um das gemessene Moment M_{GR} in eine aussagekräftige und dimensionslose Kennzahl überführen zu können, muss es auf eine geeignete Geschwindigkeit und Länge bezogen werden. Deshalb ist die Drallzahl bei der Impulsstrommessung definiert durch

$$R_s = \frac{M_{GR}}{\dot{m}_{real} \cdot c_{is} \cdot r_{Zyl}}, \quad (3-8)$$

wobei \dot{m}_{real} den gemessenen Massenstrom durch den Einlasskanal und c_{is} die bereits zuvor eingeführte isentrope Strömungsgeschwindigkeit beschreibt. Basierend auf diesem Zusammenhang lässt sich R_s auch über das Verhältnis von Umfangsgeschwindigkeit am Zylinderende $c_{u,rzyl}$ und Axialgeschwindigkeit c_a formulieren

$$R_s = \frac{1}{2} \cdot \frac{c_{u,rzyl}}{c_a}. \quad (3-9)$$

Diese Schreibweise zeigt, dass sich die Brechung der Drallzahl R_s für das Flügelradanemometer, Gleichung 3-5, und das Momentenanemometer durch einen Vorfaktor unterscheiden.

Neben der höheren Zuverlässigkeit und besseren Reproduzierbarkeit dieses Verfahrens korrelieren die so berechneten Drallzahlen auch besser mit den Werten, die an thermodynamischen Motoren ermittelt werden. So zeigten Untersuchungen von Monaghan und Pettifer (44), (32), dass unterschiedliche Ansaugkanäle, die im gefeuerten Motorenversuch für einen Betriebspunkt optimiert wurden, einen sehr ähnlichen Verlauf der Drallzahl besaßen, sofern diese nach Toppelmann über die Momentenmethode ermittelt wurde. Wurden sie jedoch auf dem Blasprüfstand mittels eines Paddelradanemometers vermessen, ergaben sich für die verschiedenen Kanäle deutlich unterschiedliche Drallzahlverläufe.

Ein weiterer Vorteil dieses Verfahrens nach Toppelmann ist, dass es, in leicht abgewandelter Form, auch die Vermessung der Tumbleströmung erlaubt (45). Ein Problem, das die Momentenmethode jedoch mit der Paddelradmethode gemeinsam hat, ist die Annahme, dass sich die Gasladung wie ein starrer Körper im Zylinder dreht, also zylinderachsensymmetrisch und mit gleichmäßigem Drallprofil. Beide Messmethoden lassen keine differenzierte Betrachtung der räumlichen Struktur und Geschwindigkeitsverteilung der Brennraumströmung zu.

3.1.3 Doppler Global Velocimetry

Da es ohne Kenntnis der Topologie der Strömung meist schwierig ist, integrale Größen wie Drall- und Tumblezahl zu interpretieren und mit Ergebnissen aus dem Motorenversuch zu korrelieren, besteht häufig der Wunsch nach einer orts aufgelösten Messung der Zylinderinnenströmung am Blasprüfstand. Die Doppler Global Velocimetry (DGV) (46), (47), auch bekannt unter dem Namen Planar Doppler Velocimetry (PDV) (48), (49), ist ein laser-optisches und dadurch nicht intrusives Verfahren, das es erlaubt, alle drei Geschwindigkeitskomponenten der Strömung in einer Ebene räumlich aufgelöst zu messen. Es basiert auf dem Doppler-Effekt (50) und liefert zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsvektorfelder. Werden mehrere Ebenen nahe beieinander vermessen, so erhält man quasi volumetrische Informationen über die Struktur der mittleren Strömung.

DGV findet auch in der Automobilindustrie bei der Optimierung von Ansaug- und Auslasskanälen Verwendung. Dabei wird wie bei den zuvor beschriebenen Verfahren der Zylinderkopf auf einem stationären Strömungsprüfstand über einem optisch zugänglichen Messzylinder montiert. Durch diesen Zylinder wird ein Lichtschnitt horizontal eingekoppelt. Der Lichtschnitt wird dabei aus einem frequenzstabilisierten Laserstrahl erzeugt. Dem den Zylinderkopf durchströmenden Gas werden beispielsweise ca. $1\text{ }\mu\text{m}$ große Glycerin-Partikel (51) zugesetzt, die beim Durchqueren des Lichtschnitts Licht streuen. Im Zylinder ist ein transparenter Kolben platziert, dessen Durchmesser so gewählt wird, dass sich zwischen Zylinder und Kolben ein Ringspalt ergibt, durch den das Gas, das über die Ventile in den Brennraum strömt, abgesaugt werden kann (52). Durch diesen Kolben werden von unten Aufnahmen der angeleuchteten und der Zylinderströmung folgenden Glycerin-Partikel gemacht, siehe Abbildung 3-4. Das Messprinzip des Doppler Global Velocimeters für die Messung eines Dreikomponenten-Geschwindigkeitsfelds ist in Abbildung 3-5 dargestellt. Sofern sich nun die Partikel im Lichtschnitt bewegen, weist das von ihnen gestreute Licht infolge des Doppler-Effekts eine Frequenzverschiebung auf, die eine Berechnung der Partikelgeschwindigkeit erlaubt. Um diese in der Regel sehr kleinen Frequenzverschiebungen messen zu können, wird das reflektierte Licht durch eine mit gasförmigem Jod gefüllte Absorptionszelle geleitet. Jod besitzt scharfe Absorptionslinien, von denen eine zur Frequenz-Intensitäts-Konvertierung genutzt wird. Die Laserfrequenz muss hierfür exakt auf die Absorptionsflanke des Jods abgestimmt sein. Durch die Absorptionszelle werden von zwei Kameras jeweils ein Signalbild sowie ein Referenzbild aufgenommen. Mithilfe dieses Bildpaars kann ein Intensitätsverhältnis gebildet werden, das von der Frequenzverschiebung abhängt. Die Geschwindigkeitskomponente, die dabei gemessen wird, liegt in Richtung der Winkelhalbierenden zwischen Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung (52), (51). Die gemessenen Geschwindigkeiten können somit in ein orthonormales Koordinatensystem transformiert werden.

Sollen alle drei Geschwindigkeitskomponenten des Strömungsfelds gemessen werden, müssen drei Laser gemäß Abbildung 3-5 mit einer Kamera kombiniert werden. Dabei werden von der Kamera nacheinander Bilder der einzelnen Lichtschnittebenen aufgenommen. Erfolgt eine Belichtung des Chips über mehrere Sekunden hinweg, wird ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis sichergestellt und eine Zeitmittelung der Strömung durchgeführt. Durch die Integration der Strömungsinformationen auf dem Kamerachip können trotz einer möglichen räumlichen Auflösung im Sub-Millimeter-Bereich (49) kurze Messzeiten bei gleichzeitig geringem Messdatenvolumen erreicht werden.

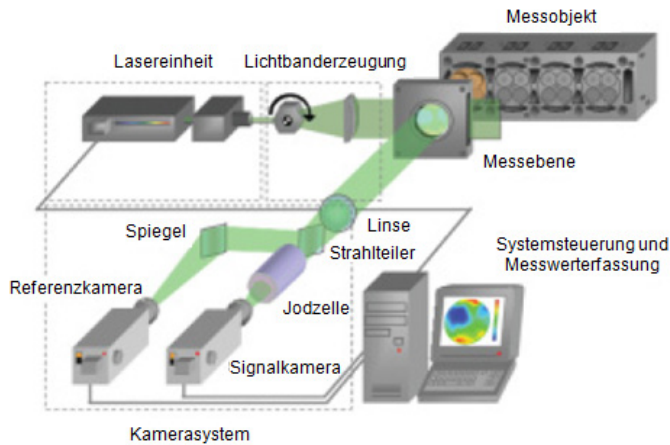


Abbildung 3-4: Physikalisches Wirkprinzip des Doppler Global Velocimeters (55)

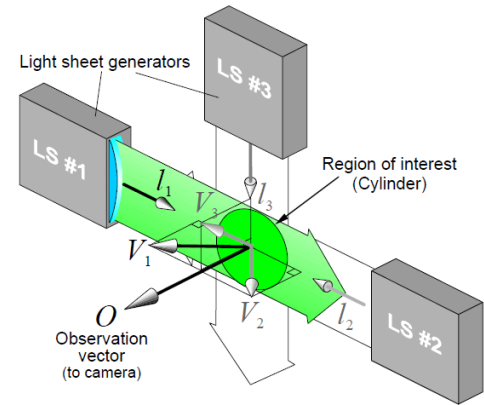


Abbildung 3-5: Aufbau für die Messung eines Dreikomponenten-Geschwindigkeitsfelds (49)

Basierend auf den so ermittelten, planaren Vektorfeldern der Strömung, kann, abhängig vom eingestellten Ventilhub, für die betrachtete Ebene über den Drehimpuls der Strömung eine Drallzahl berechnet werden (52):

$$R_{s \text{ plane}} = \frac{M_z \cdot d_{\text{Zyl}}}{2 \cdot \dot{V}^2 \cdot \rho} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{M_z}{\dot{m} \cdot c \cdot r_{\text{Zyl}}} \quad (3-10)$$

M_z bezeichnet dabei der Drehimpuls um die Zylinderachse, d_{Zyl} den Zylinderdurchmesser, \dot{V} den Volumenstrom, ρ die Gasdichte und c die Strömungsgeschwindigkeit. Die zweite Formulierung zeigt, dass sich die Formel zur Berechnung der Drallzahl im Falle der DGV um den Faktor $1/\pi$ von der des Momentenanemometers unterscheidet.

Mit DGV werden die Strömung und deren Struktur in einer diskreten Ebene betrachtet. Um einen Eindruck der dreidimensionalen Zylinderinnenströmung zu erhalten, kann der Zylinder mit mehreren Messungen abgerastert werden (53). Mittels der Drallzahlen der einzelnen Messebenen lässt sich nach Dingel et al. (51) eine volumetrische Drallzahl $R_{S \text{ vol}}$ wie folgt ermitteln:

$$R_{S \text{ vol}} = \frac{\sum_{i=1}^n (R_{S \text{ plane}, i} \cdot \Delta z_i)}{S} \quad (3-11)$$

S steht dabei für den Kolbenhub und Δz_i für den Abstand zum Zylinderkopf, n bezeichnet die Zahl der Schnittebenen. Die so berechnete integrale Kennzahl zeigt eine gute Übereinstimmung mit Drallzahlen, die am Tippelmann-Prüfstand gemessen wurden (52), (51).

Ein Vorteil dieses laseroptischen Messverfahrens ist, dass die mittels Doppler Global Velocimetry ermittelten Vektorfelder direkt zur Validierung von Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS) Simulationen verwendet werden können, da sie, bedingt durch das Messprinzip, bereits die mittlere Strömung repräsentieren (54). Rückschlüsse auf die im Brennraum eines realen Motors vorherrschende Strömung lässt jedoch auch dieses Messverfahren nur bedingt zu. Zum einen wird das Gas im Messzylinder des DGV-Prüfstands komplett über den Feuersteg des Kolbens abgeströmt. Die sich dadurch ausbildende Strömung unterscheidet sich somit zwangsläufig von der Brennraumströmung eines realen Motors. Zum anderen ist die reale Brennraumströmung über einen Motorzyklus hinweg hochgradig instationär und zudem Gegenstand zyklischer Schwankung, was bedeutet, dass sie sich aller Wahrscheinlichkeit nach erheblich von der über DGV gemessenen mittleren Strömung unterscheidet.

Um zumindest einem Teil dieser Probleme Rechnung zu tragen, wurden DGV Messungen auch an einem Blasprüfstand mit sich öffnenden und schließenden Einlassventilen durchgeführt, um so die sich ergebende instationäre Zylinderinnenströmung zu untersuchen. Des Weiteren erfolgten DGV-Messungen auch an einem geschleppten Motor (55), (56), (57). Hierbei wurde der optische Zugang zum Brennraum sehr aufwändig über vier Spezialendoskope realisiert. Die Strömungsvisualisierung erfolgte über eine phasengleiche Mehrfachbelichtung des Chips über mehrere hundert Zyklen hinweg. Durch die Verwendung von Endoskopen ist der Messbereich jedoch stark eingeschränkt. Zyklusschwankungen der Zylinderinnenströmung lassen sich dabei aufgrund der sequenziellen Aufnahme der drei Geschwindigkeitskomponenten und ihrer Mittelung auf dem Kamerachip nach wie vor nicht auflösen. Zudem stellt die DGV eine insgesamt betrachtet sehr aufwändige Messtechnik dar.

3.2 Messverfahren für motorische Anwendungen

Die in Abschnitt 3.1 beschriebenen Verfahren zur Untersuchung der Zylinderinnenströmung am Blasprüfstand und die auf dieser Basis ermittelten integralen Größen erlauben nur sehr eingeschränkt Rückschlüsse auf die reale Strömung im Motor. Die Gründe hierfür sind vielfältig. Zum einen unterscheiden sich die Brennraumgeometrien des Blasprüfstands und des realen Motors erheblich, da am stationären Blasprüfstand die zugeströmte Luft axial bzw. radial aus dem Messzylinder abgesaugt werden muss. Je nach Messverfahren fehlt der Kolben sogar ganz. Dies führt dazu, dass sich insbesondere eine Tumbleströmung mangels Reflektionsstelle nur schwer ausbilden kann. Andererseits kann an einem Blasprüfstand prinzipbedingt nur die Strömung untersucht werden, wie sie im Motor bei geöffneten Ventilen vorherrscht. Rückschlüsse auf die Strömung im Kompressionstakt, beispielsweise zum Zünd- bzw. Einspritzzeitpunkt nach OT, sind nicht möglich. Auch Messungen, die darauf abzielen, die zeitliche Entwicklung der Drall- und Tumbleströmung über den Ansaug- und Kompressionstakt hinweg zu untersuchen, lassen sich nicht mit einem vertretbaren Aufwand durchführen.

Der größte Unterschied zwischen Blasprüfstand und drehendem Motor ist jedoch darin zu sehen, dass in einem realen Verbrennungsmotor die Ventilströmung intermittierend und die Brennraumströmung hochgradig instationär ist. Druckschwingungen im Ansaugkanal sowie der Druckanstieg im Brennraum durch die Verbrennung führen dazu, dass die in realen Motoren auftretenden Druckgradienten über Einlass- bzw. Auslassventilen in der Regel deutlich höher ausfallen als die am Blasprüfstand. So kann der Druckunterschied zwischen Brennraum und Abgaskanal in realen Motoren zum Zeitpunkt „Auslass öffnet“ bei mehreren Bar liegen. An Blasprüfständen hingegen wird typischerweise im Brennraum ein Druck eingestellt, der nur einige Millibar unter dem im Saugrohr liegt (32). Infolge der Kompressibilität des Gases und der höheren Reynoldszahl führt das höhere Druckverhältnis in realen Motoren zu einem um bis zu zwanzig Prozent höheren Durchflussbeiwert im Vergleich zu den am Blasprüfstand ermittelten Werten (58).

Des Weiteren ist es, wie bereits erwähnt, nicht möglich, mit Untersuchungen am Blasprüfstand zyklische Schwankungen der Zylinderinnenströmung zu bewerten. Außerdem lassen es die in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Messverfahren nicht zu, Turbulenzgrößen, die einen massiven Einfluss auf die Gemischbildung, die Verbrennung und die Entstehung von Schadstoffen in Motoren besitzen, zu ermitteln, da keine instantanen Informationen über die Strömung und ihre Struktur zur Verfügung stehen. Im Folgenden werden deshalb nun Messverfahren diskutiert, die die Messung instantaner Geschwindigkeiten in drehenden Motoren erlauben.

3.2.1 Hot-Wire-Anemometer

Die unter Punkt 3.2 diskutierten Schwächen von Strömungsuntersuchungen an stationären Blasprüfständen und die Unzulänglichkeiten der üblicherweise dort eingesetzten Messtechniken machen deutlich, dass es für

ein tieferes Verständnis der innermotorischen Strömung notwendig ist, Experimente an geschleppten Motoren durchzuführen, mit Messverfahren, die eine Ermittlung der instantanen Geschwindigkeiten der Brennraumströmung erlauben. Ein Messverfahren, das dies ermöglicht, ist die Hot-Wire-Anemometrie oder auch Heizdraht- bzw. Heißfilm-Anemometrie.

Die Hot-Wire-Anemometrie (HWA) geht auf Untersuchungen von King (1914) (59) zurück und ist ein Verfahren zur elektrischen Messung von Strömungsgeschwindigkeiten bzw. Temperaturen. Mit Heizdrahtsonden lassen sich Geschwindigkeiten der Gasströmung und deren Änderung mit sehr hoher zeitlicher und (punktuell) räumlicher Auflösung erfassen. Das zentrale Element eines Hot-Wire-Anemometers ist dabei ein kontrolliert erhitzter, zylindrischer Sensor (sehr dünner Draht), dessen Widerstand von der Temperatur abhängt (60). Die Strömungsgeschwindigkeit wird dabei indirekt ermittelt. Gemessen wird die Wärmemenge, die von den Heizdrähten an ihre Umgebung abgegeben wird. Strömt das Gas mit hoher Geschwindigkeit an der Drahtsonde vorbei, so ist die Wärmemenge groß; ist die Geschwindigkeit der Strömung gering, so bleibt auch die abgegebene Wärmemenge gering. Erhöht sich die Strömungsgeschwindigkeit um das Sensorelement, so sinkt dessen Temperatur, da mehr Wärme an das strömende Medium abgegeben wird. Die mit der Temperaturänderung einhergehende Änderung des elektrischen Widerstands wird in der Regel über eine Brückenschaltung erfasst. Dabei sind zwei Schaltungsvarianten möglich: entweder wird der Heizstrom des Sensors oder dessen Widerstand und damit seine Temperatur konstant gehalten.

Die verwendeten Heizdrähte besitzen typischerweise einen Durchmesser von ca. $5\text{ }\mu\text{m}$, sind 1-2 mm lang und bestehen aus platinbeschichtetem Wolfram, Abbildung 3-6. Die Platinschicht verhindert ein Korrodieren des Heizdrahts, wohingegen Wolfram eine ausreichende Festigkeit des Drahtes bei höheren Temperaturen gewährleistet. Ein weiterer Vorteil ist der sich praktisch linear mit der Temperatur ändernde elektrische Widerstand dieser Materialkombination.

Die Betriebstemperatur der Sonde wird idealerweise deutlich höher gewählt als die Temperatur des Fluides. Damit wird eine möglichst hohe Empfindlichkeit der Sonde gegenüber Geschwindigkeitsänderungen erreicht. Bei platinisierten Wolframdrähten liegen die Betriebstemperaturen in der Regel nicht über 300°C . In Relation zu den Temperaturen, die selbst in nur geschleppten Verbrennungsmotoren auftreten, ist die Heizdrahttemperatur relativ niedrig. Deshalb werden bei Gasströmungen höherer Temperatur oft Heizdrähte aus einer Platin-Rhodium bzw. Platin-Iridium-Legierung verwendet, die auf Temperaturen von bis zu 750°C aufgeheizt werden können.

Wird der Heizdraht normal zu seiner Längsachse angeströmt, so ist es möglich, den Betrag der Strömungsgeschwindigkeit $|u|$ und Geschwindigkeitsschwankungen in Hauptströmungsrichtung zu bestimmen, allerdings ohne dabei Informationen über die Richtung der Strömung in der u - v -Ebene zu erhalten, Abbildung 3-6 a).

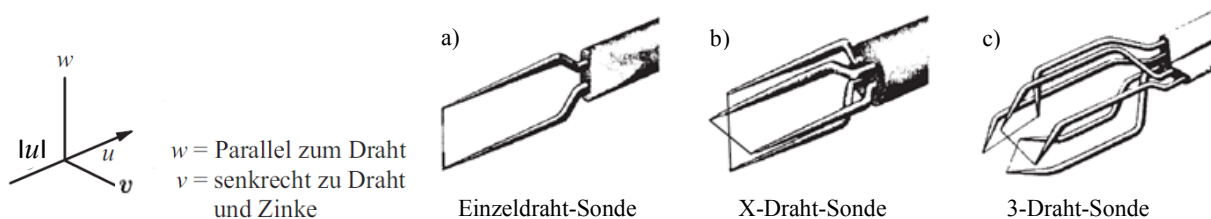


Abbildung 3-6: Verschiedene Heizdrahtsonden zur Mehrkomponentenmessung (60)

Da nach dem King'schen Gesetz die Ausgangsspannung eines Hot-Wire-Anemometers von dem Winkel zwischen Heizdraht und dem Vektor der Hauptströmungsrichtung abhängt, ist es bei Verwendung einer X-Draht-Sonde (Abbildung 3-6 b)) möglich, die Richtung der Strömung in einer Ebene sowie die beiden

entsprechenden Geschwindigkeitskomponenten (u und w) in der Ebene gleichzeitig zu messen (61). Für Messungen in dreidimensionalen Strömungen können 3-Draht-Sonden, Abbildung 3-6 c), eingesetzt werden (62). Sie erlauben eine simultane Messung aller drei Geschwindigkeitskomponenten der Strömung.

Um mit einem Hot-Wire-Anemometer Absolutgeschwindigkeiten messen zu können, muss das Messsystem kalibriert werden. Dazu wird der Heizdraht normalerweise inmitten eines turbulenzarmen Fluidstrom in einem Eichkanal platziert. Die Abhängigkeit der Spannung von der Strömungsgeschwindigkeit wird dann durch eine Variation der Strömungsgeschwindigkeit im Eichkanal ermittelt. Die so ermittelte Kalibrierkurve zeigt bei Heizdrahtanemometern einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen der Anemometer-Ausgangsspannung und der Strömungsgeschwindigkeit. Diese Nichtlinearität führt zu der Forderung, dass Heizdraht-Anemometer idealerweise in Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturbereichen kalibriert werden sollten, die der späteren Messumgebung entsprechen. Diese Forderung kann bei Messungen in Verbrennungsmotoren aber nur schwer erfüllt werden. Deshalb ist bei der Geschwindigkeitsbestimmung über weite Bereiche häufig mit einer Unschärfe der Messung von ca. $\pm 10\%$ zu rechnen (63).

Nichtsdestotrotz wurden in der Vergangenheit eine Vielzahl von Hot-Wire-Untersuchungen an realen, geschleppten Verbrennungsmotoren durchgeführt, die zu einer deutlichen Verbesserung des Verständnisses der innermotorischer Strömungsvorgänge beigetragen haben. So zeigten Hassan und Dent (64) schon 1970, dass es möglich ist, den Einfluss von Verdichtungsverhältnis und Drehzahl auf die Strömungsgeschwindigkeiten in Motoren mittels Heizdraht-Anemometern aufzulösen. Weitere Messungen befassten sich mit Untersuchungen der Quetschspaltströmung in einem Dieselmotor sowie dem Einfluss von Ventil-Maskierung und Ladedruck auf die Brennraumströmung (65), (66). Parallel dazu wurden Anstrengungen unternommen, die Struktur der Zylinderinnenströmung zu erfassen. Ein Ansatz bestand darin, Heizdrahtsonden-Messungen an verschiedenen Stellen im Brennraum durchzuführen (67), (68). Ein anderer Ansatz erfasste mehrere Geschwindigkeitskomponenten der Strömung, entweder durch den Einsatz von Mehrdrahtsonden oder durch das definierte Rotieren einfacher Sonden (69), (70). Hervorzuheben ist dabei, dass es die Hot-Wire-Anemometrie zulässt, Gasgeschwindigkeiten auch in unmittelbarer Nähe der Zylinderwand zu messen, wodurch eine Bewertung des Grenzschichtverhaltens der Brennraumströmung möglich wird (63).

Der größte Vorteil der Heizdraht-Anemometrie liegt aber in den hohen Abtastfrequenzen. Sie erlauben einen verhältnismäßig einfachen Zugang zu Turbulenzgrößen der Strömung sowie deren statistische Absicherung über mehrere aufeinander folgende Motorzyklen (71). Details dazu finden sich in Abschnitt A.1.1 im Anhang.

Die Heizdraht-Anemometrie ermöglicht, neben der mittleren Geschwindigkeit, wie sie auch die DGV liefert, zusätzlich das Turbulenzniveau zu erfassen. Somit können mittels der HWA die Entstehung und die Entwicklung der Turbulenz über Ansaug- und Kompressionstakt hinweg an einem Punkt im Brennraum zeitlich aufgelöst werden (71), (68), (70).

Für grundlegendere Informationen zur Hot-Wire-Anemometrie sowie Details zur Turbulenzberechnung und der Abhängigkeit des Spannungssignals vom Anströmwinkel sei auf (72), (60), (73) verwiesen.

Neben zahlreichen Vorteilen besitzt die Hot-Wire-Anemometrie auch einige Nachteile, die insbesondere den Einsatz im Motor häufig erschweren. Wesentlichstes Problem ist dabei die bereits im Zusammenhang mit der Sondenkalibrierung beschriebene Abhängigkeit des abgegebenen Wärmestroms von Temperatur und Dichte des umgebenden Mediums. Dies kann beispielsweise dazu führen, dass die Turbulenzintensität während des Kompressionstakts schon allein deswegen zurückgeht, weil die höhere Gasdichte das Signalverhalten des Messelements beeinflusst (70), (74). Außerdem ist es, ohne Modifikationen am Kolben vorzunehmen, nicht möglich, Messungen an Punkten durchzuführen, die außerhalb des Kompressionsvolumens des Motors liegen, da ansonsten eine Kollision von Kolben und Messsonde auftreten würde. Ein weiterer wesentlicher Nachteil des Messverfahrens ist dessen Invasivität. So wird zum einen die zu messende Strömung von der Sonde und deren Halter gestört. Zum anderen verändert das strömende Medium seine physikalischen

Eigenschaften durch Wärmeenergie, die ihm durch den Heizdraht zugeführt wird. Letztgenannter Effekt ist zwar sehr gering, nichtsdestotrotz wäre es grundsätzlich wünschenswert, Strömungsmessungen mittels eines nichtinvasiven Verfahrens durchführen zu können, das die Messung von Geschwindigkeiten an beliebigen Orten im Brennraum unabhängig von Druck- und Temperaturänderungen erlaubt. Ein Verfahren, das diese Möglichkeiten bietet, ist die Laser-Doppler-Anemometrie.

3.2.2 Laser-Doppler-Anemometrie

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), oft auch als Laser-Doppler Velocimetry bezeichnet, ist ein nicht intrusives, laseroptisches Punktmessverfahren. Es erlaubt die sehr genaue sowie zeitlich und räumlich hoch aufgelöste Messung der Bewegungsgeschwindigkeit von Tracerpartikeln, die von der Strömung mitgeführt werden. Das Messverfahren geht im Wesentlichen zurück auf eine 1964 von Yeh und Cummins (75) vorgestellte Arbeit. Ähnlich wie die Doppler-Global-Velocimetry basiert es auf der Frequenzverschiebung von Licht, das von Partikeln, die der Strömung folgen, gestreut wird. Um das der Laser-Doppler-Anemometrie zugrunde liegende Messprinzip besser verstehen zu können und um die sich daraus für das Messsystem und das Experiment ergebenden Anforderungen ableiten zu können, ist es notwendig, die maßgeblichen physikalischen Effekte im Detail zu betrachten. Eine genaue Beschreibung des LDA-Messprinzips findet sich in Abschnitt A.1.2 im Anhang.

Die mittels LDA gemessene Geschwindigkeit repräsentiert eine Komponente der Partikelgeschwindigkeit. Sollen simultan weitere Komponenten der Strömung gemessen werden, so ist für jede weitere Richtung ein zusätzliches Laser-Strahlenpaar erforderlich (60). Bei kommerziellen Messgeräten ist die Erweiterung auf eine zweite Geschwindigkeitskomponente heute Standard, da ihre Messung entlang einer gemeinsamen z-Achse möglich ist. Systeme, mit denen sich zwei Geschwindigkeitskomponenten erfassen lassen, sind deshalb heute die am weitesten verbreiteten. Die Messung aller drei Geschwindigkeitskomponenten ist zwar ebenfalls möglich, aber äußerst aufwändig und aus diesem Grund eher selten.

Grundsätzlich ist nochmals hervorzuheben, dass es sich bei der Laser-Doppler-Anemometrie im Prinzip um ein indirektes Messverfahren handelt. Es wird nicht die Geschwindigkeit der Strömung selbst, sondern die Geschwindigkeit von Partikeln gemessen, von denen angenommen wird, dass sie der Strömung schlupffrei folgen. Welche Eigenschaften diese Partikel haben müssen, um dieser Annahme gerecht zu werden, wird in Abschnitt 4.2.3 im Detail diskutiert. Unabhängig davon, müssen sie aber auch groß genug sein, um ausreichend Licht für den Nachweis auf dem Detektor zu streuen. Typisch sind, wie bei der DGV, Größenordnungen um $1\mu\text{m}$. Ein weiterer Punkt, der erwähnt werden sollte, ist die Tatsache, dass es mittels eines Laser-Doppler-Anemometers nicht möglich ist, die Strömungsgeschwindigkeit eines Fluids mit konstanter Frequenz zu sampeln. Vielmehr erhält man nur dann ein Geschwindigkeitssignal, wenn sich ein Tracerteilchen im Messvolumen befindet. Dies bedeutet, dass die Samplerate des LDAs von der Partikelkonzentration in der Strömung abhängt. In der Praxis lassen sich aber relativ einfach Sampleraten im Kilohertzbereich erreichen. Diese Einschränkung stellt somit auch kein Problem für die Berechnung von Turbulenzgrößen dar. Wie sich Turbulenzgrößen auf Basis von LDA-Messungen berechnen lassen, wird ausführlich in Abschnitt A.1.2 im Anhang beschrieben.

Im Folgenden wird nun darauf eingegangen, wie LDA-Sonden in Verbrennungsmotoren zur Untersuchung der Zylinderinnenströmung eingesetzt werden können. Für weitergehende Erklärungen zur LDA-Messtechnik sei auf (76), (77), (78) und (79) verwiesen.

In der Vergangenheit hat die LDA-Messtechnik aufgrund ihrer bereits genannten Vorteile in einer Vielzahl von Untersuchungen Anwendung zur Analyse der Motorströmung gefunden. Da es sich bei der Brennraumströmung aber um eine periodisch instationäre, dreidimensionale und turbulente Strömung in einem optisch schwer zugänglichen System handelt, sind bei derartigen Untersuchungen verschiedene Aspekte zu beachten. So kann z.B. das Platzieren des Messvolumens im Inneren eines optischen zugänglichen Motors und

insbesondere in der Mulde eines Dieselkolbens (80) schwierig sein, da die Messstrahlen in der Regel über einen Glaszylinder in den Brennraum eingekoppelt werden müssen. Die Messstrahlen werden dabei an den gekrümmten Oberflächen von Zylinder und Kolbenmulde abgelenkt. Dies erweist sich insbesondere dann als problematisch, wenn alle drei Geschwindigkeitskomponenten gleichzeitig gemessen werden sollen, da in diesem Fall sechs Laserstrahlen in einem jeweils unterschiedlichen Winkel auf den Zylinder treffen. Eine Bündelung der Laserstrahlen im Messvolumen ist dann oft nur noch mit sehr aufwändigen Korrekturen am Strahlengang der LDA-Sonden bzw. deren Ausrichtung möglich. Messungen mit einem ohnehin schon komplexen Dreikomponentensystem gestalten sich damit in der Praxis noch schwieriger (81). Dieses Problem versuchten beispielsweise St. Hill et al. (82) und Nadarajah et al. (83) bei Untersuchungen am Blasprüfstand dadurch zu umgehen, indem die Brechungsindizes des Arbeitsfluids und der des optischen Elements, das den Zugang zum Zylinderinneren erlaubt, aneinander angepasst wurden. Dieser Ansatz ist aber für die Anwendung in realen Motoren nicht geeignet.

Sollen anhand von LDA-Daten Turbulenzgrößen der Zylinderinnenströmung berechnet werden, so muss bei der Ermittlung der mittleren Geschwindigkeit \bar{u} einerseits der zyklische Charakter der Motorströmung berücksichtigt, andererseits muss beachtet werden, dass Geschwindigkeitsinformationen nicht in äquidistanten Gradkurbelwinkel-Inkrementen zur Verfügung stehen, sondern nur dann, wenn sich ein Partikel im Messvolumen aufhält. Die am weitesten verbreitete Methode zur Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit \bar{u} ist die Zuordnung der Ereignisse zu äquidistanten Zeitfenstern und die anschließende Ensemble-Mittelung über zahlreiche Zyklen (84), (80). Details zur Berechnung der mittleren Geschwindigkeit \bar{u} aus LDA-Messdaten finden sich in Abschnitt A.1.2 im Anhang.

Ein Problem dieses Ansatzes zur Berechnung der mittleren Geschwindigkeit \bar{u} ist allerdings, dass die Ursache der Geschwindigkeitsschwankungen unberücksichtigt bleibt. So wird nicht zwischen Geschwindigkeitsschwankungen unterschieden, die durch Turbulenz verursacht werden und denen, die infolge Strömungsschwankungen von Zyklus zu Zyklus auftreten (84), (27).

Anhand der mittels LDA gemessenen Geschwindigkeiten kann auch eine integrale Drallzahl bestimmt werden. Dazu wird ein Drallmoment G als Kombination aus dem von der Umfangskomponente der Zylinderströmung generierten Winkelmoment und dem Massenstrom in axialer Richtung definiert (85):

$$G = 2\pi \int_0^R \rho v w r^2 dr . \quad (3-12)$$

Dabei stellen v und w die Drall- und die Axialkomponente der Geschwindigkeit im Abstand r zur Zylinderachse dar. R beschreibt den Radius der Zylinderbohrung. Wird das Drallmoment G anstelle von M_{GR} in Gleichung 3-8 eingesetzt, so kann die Drallzahl R_S berechnet werden. Wie erwähnt, korreliert diese nach Kang gut mit Momenten-Anemometer Ergebnissen (85). Da bei der Ermittlung eines solchen integralen Wertes auf Basis von Punktmessungen Annahmen für den Bereich zwischen den Messorten (Interpolation) getroffen werden müssen, ist es wichtig, dass eine ausreichend hohe Zahl an im gesamten Brennraum verteilten Messpunkten zur Verfügung steht. Ein Abrastern des Brennraums ist jedoch schwer zu realisieren und sehr zeitaufwändig. Von Vorteil bei der Laser-Doppler-Anemometrie ist dabei jedoch, dass sie auch Messungen in sehr geringem Abstand (~ 1 mm) zur Zylinderwand erlaubt (33).

Werden wie bei Hong et al. (84) mittels zweier LDA-Sonden nicht zwei Geschwindigkeitskomponenten in einem Punkt, sondern an zwei verschiedenen Orten simultan gleiche Geschwindigkeitskomponenten gemessen, so lässt sich dadurch theoretisch die integrale Längenskala der Brennraumströmung ermitteln.

Einer der größten Vorteile der Laser-Doppler-Anemometrie gegenüber anderen Messverfahren ist die Möglichkeit, mit entsprechendem Seeding Messungen auch in reaktiven Strömungen durchführen zu können. Dadurch lassen sich Strömungsgeschwindigkeiten auch in gefeuerten Motoren messen (86), (87), (88). Von

Ikeda et al. (89) wurden entsprechende Untersuchungen mittels eines speziellen Fiber-Laser-Doppler-Anemometers sogar bei Drehzahlen bis zu $n = 5000 \text{ min}^{-1}$ durchgeführt. In gefeuerten Motoren messen zu können, stellt einen gewichtigen Vorteil dar, da das verbrannte Gas im Ausstoßtakt in der Regel nicht vollständig ausgeschoben wird und so ein gewisser Teil Restgas im Brennraum verbleibt. Dieser beeinflusst durch seine Zusammensetzung, seine Temperatur und seine Bewegung das Einstromverhalten des Frischgases in den Zylinder. Kann in einem gefeuerten Motor gemessen werden, kann somit auch der Einfluss von Restgas auf die Strömung im Ansaugtakt mit erfasst werden.

Wesentlichster Nachteil ist jedoch, dass es sich bei der Laser-Doppler-Anemometrie um ein Punktmessverfahren handelt. Aus diesem Grund ist es mittels LDA nicht möglich, in Verbrennungsmotoren auftretende, lokale Geschwindigkeitsschwankungen klar turbulenten Schwankungen oder Zyklusschwankungen großskaliger, kohärenter Wirbelstrukturen im Brennraum zuzuordnen. Eine Messtechnik, die durch das instantane Messen ganzer Strömungsfelder in dieser Beziehung erheblich leistungsfähiger ist, ist die im folgenden Kapitel vorgestellte Particle Image Velocimetry (PIV).

4 Particle Image Velocimetry

Die Particle Image Velocimetry (PIV) ist ein Verfahren zur Messung von instantanen Strömungsfeldern, die eine sehr differenzierte Betrachtung innermotorischer Strömungsphänomene erlaubt. Im Gegensatz zur LDA-Messtechnik, bei der Geschwindigkeitskomponenten zeitlich hoch aufgelöst in einem Punkt gemessen werden, erlaubt es die Particle Image Velocimetry, räumlich hoch aufgelöste Momentaufnahmen der dreidimensionalen Fluidströmung in einer Ebene zu erstellen. Das resultierende Vektorfeld spiegelt dabei den instantanen Strömungszustand des Mediums zum Zeitpunkt der Messung wider. Anders als bei der Doppler Global Velocimetry lassen sich so Strömungsvorgänge zyklusaufgelöst untersuchen. Werden Messungen mehrfach wiederholt und gemittelt, so ergibt sich dadurch die mittlere Strömung des Fluids, die auch durch DGV ermittelt wird. PIV ist ebenso wie DGV ein nichtinvasives Messverfahren, das nicht wie die Hot-Wire-Anemometrie auf die Platzierung einer Messsonde in der Strömung angewiesen ist. Im Vergleich zur Laser-Doppler-Anemometrie hat die Particle Image Velocimetry bei motorischen Messungen den Vorteil, dass sich der benötigte Laserlichtschnitt deutlich einfacher in einen optisch zugänglichen Zylinder einkoppeln lässt als die für LDA-Untersuchungen erforderlichen Messstrahlen. Durch die flächige Messung der Strömungsgeschwindigkeiten ist es darüber hinaus auf einfache Weise möglich, integrale Größen wie Drall- und Tumblezahl zu berechnen. Auch die Ermittlung von Turbulenzgrößen ist auf der Basis von PIV-Messungen möglich.

Die zeitliche sowie die räumliche Auflösung von PIV-Messungen sind wesentlich vom verwendeten System und vom Versuchsaufbau abhängig. Am weitesten verbreitet sind Systeme, die mit 10 Hz zwei Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit in einer Ebene messen (konventionelles PIV). Mittels Stereo-PIV wird zusätzlich die dritte Komponente der Strömung erfasst (10). Beide Systeme sind mittlerweile auch in High-Speed-Varianten verfügbar (90). Diese Systeme erlauben die Messung der Fluidgeschwindigkeit mit einer Zeitauflösung im zweistelligen Kilohertzbereich. In jüngster Zeit finden außerdem auch volumetrische PIV-Systeme immer mehr Verbreitung (10), (91), (92). Sie ermöglichen es, in optisch gut zugänglichen Strömungen Geschwindigkeiten nicht nur in einer Ebene, sondern im gesamten Volumen zeitaufgelöst zu messen.

Die Summe dieser Eigenschaften und Möglichkeiten macht die Particle Image Velocimetry zu einem für die Motordiagnostik hochinteressanten Werkzeug. Sie erlaubt Einblicke in die innermotorische Strömung, die weit über das hinausgehen, was mit den zuvor beschriebenen Messverfahren möglich ist.

In diesem Kapitel wird deshalb nun zuerst auf die Grundlagen der Particle Image Velocimetry eingegangen, bevor dann im Folgenden die für die Anwendung von PIV auf die Zylinderinnenströmung spezifischen Herausforderungen diskutiert werden. Außerdem soll gleichzeitig ein Überblick über Untersuchungen gegeben werden, bei denen PIV bereits erfolgreich zur Analyse der Brennraumströmung eingesetzt wurde.

4.1 Grundlagen der Particle Image Velocimetry

Unter dem Begriff Particle Image Velocimetry werden mehrere unterschiedliche Methoden aus dem Bereich der experimentellen Fluidmechanik zusammengefasst, mittels derer sich instantane Strömungsfelder bestimmen lassen. Diese Methoden basieren auf der Messung der Verschiebung einer Vielzahl von Partikeln, die dem Medium zugesetzt wurden und von denen, ähnlich wie bei der Laser-Doppler-Anemometrie, angenommen wird, dass ihre Bewegungsgeschwindigkeit der des Fluids entspricht. Unterschieden werden diese Verfahren typischerweise nach der Partikeldichte im Medium. Ist die Partikeldichte sehr gering, spricht man auch von Particle Tracing Velocimetry (PTV), wohingegen bei sehr hoher Partikeldichte von Laser-Speckle-Velocimetry (LSV) gesprochen wird (93). Am weitesten verbreitet ist allerdings die eigentliche Particle Image Velocimetry, für die eine mittlere Partikeldichte üblich ist. Diese Messmethode kam auch bei den im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Experimenten zum Einsatz. In den folgenden Abschnitten werden

nun die Grundlagen der Particle Image Velocimetry erläutert. Die Ausführungen beziehen sich dabei auf die einfachste und etablierteste PIV-Variante, sie wird auch als planares bzw. 2D2C-PIV bezeichnet.

In diesem Fall wird ein Laserstrahl mittels entsprechender Optik zu einem in der Regel 0,5-1 mm dicken und damit quasi zweidimensionalen Lichtschnitt geformt. Dieser Lichtschnitt wird dann über Spiegel und einen optischen Zugang in die mit Partikeln beladene Strömung eingekoppelt. Vom Laser in der Lichtschnittebene beleuchtete Partikel streuen Licht, das von einer Kamera, die senkrecht auf den Lichtschnitt blickt, detektiert wird. Um nun die Geschwindigkeit der Partikel bestimmen zu können, werden die Partikel kurz hintereinander von zwei sehr kurzen Laserpulsen angeblitzt. Von der Kamera werden zwei Partikelbilder (Frames) aufgenommen. Zur Bestimmung der Distanz, die die Partikel zwischen den beiden Lichtpulsen zurückgelegt haben, werden die Partikelbilder in sogenannte Interrogationsfenster unterteilt. Mittels statistischer Methoden (Kreuzkorrelation) wird dann der mittlere Partikelversatz im Interrogationsfenster zwischen den beiden Frames ermittelt (Abbildung 4-1). Anhand des so in den beiden Richtungen der Lichtschnittebene ($\Delta X_p, \Delta Y_p$) gemessenen Partikelversatzes und über die Kenntnis des zeitlichen Abstands der beiden Laserpulse Δt ist es dann möglich, die beiden in der Messebene liegenden Geschwindigkeitskomponenten der Strömung zu berechnen (94):

$$(v_{px}, v_{py}) = \frac{(\Delta X_p, \Delta Y_p)}{M_0 \Delta t}. \quad (4-1)$$

M_0 bezeichnet dabei den Abbildungsmaßstab des Detektionssystems.

Auf die Funktionsweise und die Leistungsfähigkeit der Bestandteile des PIV-Systems sowie auf die Anforderungen, die an sie gestellt werden, wird nun im Detail eingegangen.

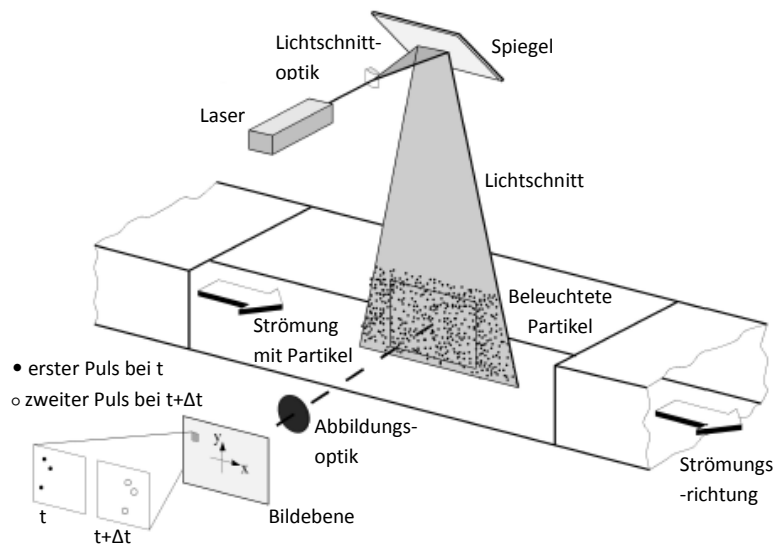


Abbildung 4-1: Aufbau und Funktionsweise eines planaren PIV-Systems (93)

4.1.1 Partikel

Da die Particle Image Velocimetry ebenfalls auf der Messung der Bewegungsgeschwindigkeit von Partikeln beruht, die von der Strömung mitgeführt werden, stellt auch sie ein indirektes Messverfahren dar. Die Aussagekraft und Genauigkeit von PIV-Messungen hängt folglich wesentlich von den Tracereigenschaften

ab. Eine sorgfältige Auswahl von geeigneten Tracerteilchen besitzt deshalb eine grundlegende Bedeutung für die Generierung belastbarer und aussagekräftiger Messergebnisse.

Die Wahl von Tracerpartikel erfolgt aber immer auch vor dem Hintergrund eines Zielkonflikts. Einerseits sollen Partikel die Fähigkeit besitzen, der Strömung möglichst schlupffrei zu folgen, andererseits müssen sie auch genügend Licht streuen, um sie mit der Kamera verfolgen zu können. Deshalb sind also zum einen sehr kleine Partikel wünschenswert, da diese gerade bei instationären Gasströmungen ein gutes Folgevermögen zeigen, zum anderen sollten die Partikel aber nicht zu klein sein, da gerade bei zeitaufgelösten PIV-Messungen nicht beliebig viel Laserenergie zur Erzeugung eines detektierbaren Streulichtsignals zur Verfügung steht. Zu erwähnen ist dabei, dass sowohl die Folgefähigkeit als auch das Vermögen, das Licht zu streuen, quadratisch vom Durchmesser eines sphärischen Partikels abhängen (94).

Das dynamische Verhalten des Partikels wird dabei von seinem Schlupf bei einer Beschleunigung oder Verzögerung des strömenden Mediums bestimmt. Dabei ist festzuhalten, dass ein Partikel bei einer Änderung der Strömungsgeschwindigkeit immer einen gewissen Schlupf gegenüber dem Fluid aufweisen muss, da erst dadurch die Kraft, die es dem Partikel erlaubt, der Beschleunigung zu folgen, auftreten kann. Der Zusammenhang zwischen der dabei auftretenden Reibkraft, der Fluidviskosität und dem Teilchendurchmesser sowie der Teilchengeschwindigkeit ist für sphärische Partikel durch das Stokes'sche Gesetz gegeben (60). In erster Näherung gilt dabei für die Partikelbeschleunigung \dot{v}_p (94):

$$\dot{v}_p \cong \frac{u[x_p(t), t] - v_p(t)}{\tau_p} + b. \quad (4-2)$$

Dabei stellt b die Kraft dar, die auf das Partikel pro Masseinheit wirkt. u und v_p repräsentieren die tatsächliche Geschwindigkeit des Fluids bzw. die Partikelgeschwindigkeit, τ_p wird als Relaxationszeit des Partikels bezeichnet und ist gegeben durch (94):

$$\tau_p = \frac{(\rho_p - \rho_f)d_p^2}{18\rho_f\nu_f\phi}. \quad (4-3)$$

Die Dichte des Tracermaterials sowie des Fluids ρ_p und ρ_f und der Partikeldurchmesser d_p stehen im Zähler. ν_f im Nenner bezeichnet die kinematische Viskosität des Fluids. ϕ steht für eine Korrekturfunktion, die die Dynamik des Partikels berücksichtigt.

Unter den Annahmen, dass in Gasströmungen die Dichte der Partikel viel größer ist als die des Fluids $\rho_p \gg \rho_f$ (Gasströmung) und dass die auftretenden Reynoldszahlen klein sind, kann die Schlupfgeschwindigkeit v_s des Partikels mit der dynamischen Fluidviskosität μ_f in einem mit a kontinuierlich beschleunigenden Fluid wie folgt berechnet werden (93):

$$v_s = v_p - u_f = \frac{(\rho_p - \rho_f)d_p^2}{18\mu_f} a. \quad (4-4)$$

Die Partikelgeschwindigkeit v_p gleicht sich dabei in einem exponentiellen Verlauf einer schlagartigen Änderung der Strömungsgeschwindigkeit u_f an:

$$v_p(t) = \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}}\right)(u_f - v_p(t=0)) + v_p(t=0) \quad (4-5)$$

mit folgenden Randbedingungen $t=0 \rightarrow v_p(t=0)$ und $t \rightarrow \infty \rightarrow u_f$. Durch die getroffenen Annahmen vereinfacht sich τ_p zu

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_f}. \quad (4-6)$$

Trotz dieser Annahmen und Vereinfachungen beschreibt die Relaxationszeit τ_p also die Fähigkeit des Partikels, ein Geschwindigkeitsgleichgewicht mit der umgebenden Strömung herzustellen. Wie sich dabei der Partikeldurchmesser eines Öltröpfchens auf sein Folgeverhalten auswirkt, ist exemplarisch in Abbildung 4-2 für den Fall einer sich stark verlangsamenen Luftströmung zu sehen.

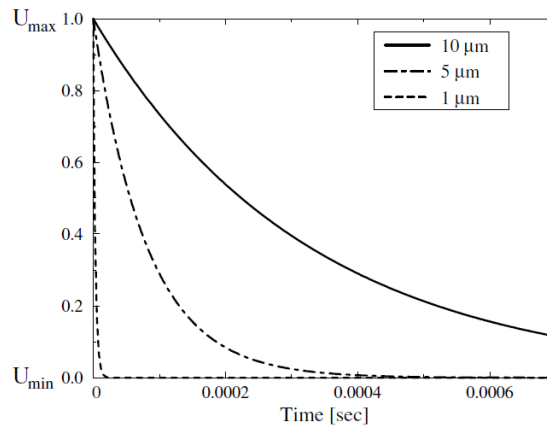


Abbildung 4-2: Relaxationszeit von Öltröpfchen unterschiedlicher Durchmesser in einer verzögernden Gasströmung (93)

Aus Abbildung 4-2 ergibt sich, dass Tracerpartikel für Gasströmungen in der Regel selten größer als wenige Mikrometer sein sollten, da diese sonst kein befriedigendes Folgeverhalten zeigen. Eine weitere Forderung, die sich aus der starken Abhängigkeit des Folgevermögens der Partikel vom Durchmesser ableitet, ist die nach einer möglichst engen Größenverteilung der Tracerpartikel. Unterscheiden sich die Partikel wesentlich in ihrer Größe, kann es bei der Korrelation der Partikelbilder zu systematischen Fehlern kommen.

Aus Gleichung 4-6 geht hervor, dass neben dem Partikeldurchmesser auch die Dichte des Partikels Einfluss auf dessen Antwortverhalten hat. So folgen Partikel geringer Dichte der Strömung besser als Partikel hoher Dichte. Dies hat zur Folge, dass in den meisten Fällen flüssige Tracer aufgrund ihrer geringeren Dichte Feststofftracern überlegen sind. Sollten jedoch, da z.B. nur wenig Laserenergie zur Verfügung steht, Partikel nötig sein, die viel Licht in Richtung Kamera streuen, so kann insbesondere in Flüssigkeitsströmungen versucht werden, dieses Problem über dichteangepasste, hohle und mit Silber beschichtete Glaskugeln zu umgehen. Diese Glaskugeln können einen Durchmesser von bis zu 150 Mikrometern besitzen.

Aufgrund der hier genannten Punkte und weiterer, motorspezifischer Einschränkungen ist die Suche nach Tracern, die sich für den Einsatz in optisch zugänglichen Motoren eignen, besonders schwierig. Auf diese Problematik wird deshalb in Abschnitt 4.2.3 nochmals im Detail eingegangen.

4.1.2 Laser

Zur Beleuchtung der Tracerpartikel in der Strömung werden bei PIV-Messungen in der Regel spezielle Lasersysteme verwendet. Laserlicht eignet sich durch seinen kolimierten und monochromatischen Charakter besonders zum Formen eines Lichtschnitts, da so chromatische Aberration verhindert wird. Wichtigste Eigenschaft dieser PIV-Lasersysteme ist aber die Fähigkeit, in kurzem zeitlichem Abstand zwei sehr kurze Laserpulse hoher Energie absetzen zu können. Kurze Beleuchtungs- bzw. Belichtungszeiten sind nötig, um auch bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten, wie sie oft z.B. in Gasen auftreten, sicherstellen zu können,

dass die Partikel ohne Bewegungsunschärfe auf dem Detektor abgebildet werden. Kurze Belichtungszeiten zum Einfrieren der Partikelbewegung machen aber leistungsstarke Beleuchtungssysteme nötig. Denn steht nur wenig Zeit zur Belichtung des Kamerachips zur Verfügung, so muss die Beleuchtung der Partikel sehr intensiv sein, um gewährleisten zu können, dass genügend Licht Richtung Kamera gestreut wird. Dabei kommt, wie schon angesprochen, erschwerend hinzu, dass die Tracerpartikel sehr klein sind und damit nur relativ wenig Fläche besitzen, die Licht reflektieren kann. Wie viel Energie pro Laserpuls zur Verfügung gestellt werden kann, ist aber in der Regel davon abhängig, wie schnell der Laser den nächsten Puls bereitstellen muss. Heute werden dabei im Wesentlichen zwei Typen von Lasersystemen unterschieden. Zum einen sind dies Laser für konventionelle PIV-Systeme, die mit einer Repetitionsrate von 10-30 Hz arbeiten, und zum anderen sogenannte High-Speed-PIV-Systeme, deren Repetitionsraten üblicherweise im Kilohertz-bereich liegen.

Bei konventionellen PIV-Systemen kommen mittlerweile fast ausschließlich Neodym-YAG-Festkörperlaser zum Einsatz. Bei dieser Art von Lasern emittieren in einen Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall eingebettete Nd^{3+} -Ionen Licht im nicht sichtbaren Spektrum bei einer Wellenlänge von 1064 nm, das anschließend mittels eines Verdopplerkristalls in Licht im sichtbaren Spektrum mit einer Wellenlänge von 532 nm konvertiert wird. Angeregt werden diese Ionen vom Licht einer Blitzlampe, die in einem breiten Spektrum Energie in den Laserkristall pumpt. Gespeist werden diese Blitzlampen über Kondensatoren, die bei hohen Spannungen sehr viel Energie in kurzer Zeit liefern können. Die Ladezeit dieser Kondensatoren bestimmt wesentlich die mögliche Wiederholrate dieser Laser. Ihre Pulsenergie liegt in der Regel zwischen 10-500 mJ pro Lichtpuls.

Laser, die für High-Speed-PIV-Messungen eingesetzt werden, sind in der Regel dioden-gepumpte Systeme. Sie besitzen den Vorteil, dass die Pumpenergie deutlich schmalbandiger vorliegt und so die Konversion in Laserlicht effizienter erfolgt. Da dadurch der Wärmeeintrag in den Laserkristall gering bleibt und die Pumpdioden nicht über Kondensatoren mit Energie versorgt werden müssen, lassen diese Laser heute Repetitionsraten im zweistelligen Kilohertzbereich zu. Aufgrund der im Vergleich zu Blitzlampen erheblich geringeren Pumpleistung der Leuchtdioden ist aber auch die Pulsenergie eines solchen Halbleiterlasers mit je nach Repetitionsrate ca. 2-10 mJ pro Puls deutlich niedriger als die eines konventionellen Systems. Auch in diodengepumpten Lasern wird das Licht von Nd^{3+} -Ionen emittiert, die entweder in einen Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall (Nd:YAG) oder in einen Yttrium-Lithium-Fluorid-Kristall (Nd:YLF) eingebettet sind. Ein Nd:YLF-Laser kann Licht bei zwei fundamentalen Wellenlängen emittieren, entweder bei $\lambda = 1047$ nm oder bei $\lambda = 1053$ nm. In beiden Fällen wird die Strahlung mittels Frequenzverdoppelung in das sichtbare Spektrum überführt (93).

Da aber selbst bei solchen schnell repetierenden Lasern die Zeit zwischen den einzelnen Pulsen immer noch länger ist als die, die bei PIV-Messungen zwischen den beiden Partikelbildern liegen sollte, werden sowohl Laser für konventionelles PIV als auch Laser für High-Speed PIV üblicherweise als sogenannte Dual-Cavity-Systeme ausgeführt. Dabei werden zwei, voneinander unabhängige Laserkavitäten miteinander kombiniert und deren Laserstrahlen über ein System von Spiegeln übereinander gelegt (94). So wird erreicht, dass zwei Laserpulse in praktisch beliebig kurzen Zeitabständen hintereinander abgesetzt werden können. Wichtig ist dabei, dass die beiden Laserstrahlen, auch nachdem sie über eine entsprechende Optik zu einem Lichtschnitt geformt wurden, noch exakt übereinander liegen und so die gleichen Partikel beleuchten. Liegen die beiden Lichtschnitte auch nur geringfügig nebeneinander, so ist eine Korrelation der beiden Partikelbilder praktisch nicht mehr möglich. Ein weiteres Problem, das sich aus der Dual-Cavity-Konfiguration ergeben kann, sind unterschiedliche Puls-Intensitäten und unterschiedliche Intensitätsverteilungen auf den Partikelbildern. So weist insbesondere der Laser mit der komplexeren Strahlführung oft von Schuss zu Schuss signifikante Intensitätsschwankungen und ein ungleichmäßigeres Intensitätsprofil auf. Beide Punkte können sich negativ auf die Bildkorrelation auswirken.

4.1.3 Kamera

Die Kamera als Streulichtdetektor ist wohl das Element eines PIV-Systems, das mit seinen Eigenschaften die Qualität einer PIV-Messung am maßgeblichsten beeinflusst. Die wichtigsten Merkmale spezieller PIV-Kameras sind deren Lichtempfindlichkeit und Auflösung sowie, ganz wesentlich, die Fähigkeit, zwei Bilder in sehr kurzen Zeitabständen nacheinander aufnehmen zu können. Heute kommen dabei ausschließlich Digitalkameras zum Einsatz. Ihr Herzstück bildet ein Kamerachip, der ein Feld vieler photosensitiver Pixel darstellt.

Eine hohe Lichtempfindlichkeit dieser in der Regel zwischen 7 und 10 μm großen Pixel wird dadurch nötig, da während des nur wenige Nanosekunden dauernden Lichtpulses, abhängig von der zur Verfügung stehenden Laserenergie, nur wenig Licht von den sehr kleinen Partikeln in Richtung Kamera gestreut oder reflektiert wird. Eine hohe Empfindlichkeit des Detektors führt aber in der Regel auch zu einem höheren Rauschniveau, z.B. infolge einer Temperaturquerempfindlichkeit des Chips. Eine aktive Kühlung des Sensors kann dabei zu einer Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses führen. Dieses wiederum erlaubt ein Ausweiten des Dynamikbereichs der Kamera. Ein großer Dynamikbereich der Kamera ist Voraussetzung für eine gute Subpixelgenauigkeit des Messsystems. Bei der Versuchsdurchführung kann das Signal-zu-Rausch-Verhältnis entweder durch einen auf die Wellenlänge des Lasers abgestimmten und vor dem Kameraobjektiv platzierten Bandpassfilter verbessert werden oder einfach durch das Abschalten im Labor vorhandener Lichtquellen während der Versuchsdurchführung.

Die Auflösung des Chips ist insofern wichtig, als dass sie (in Verbindung mit dem Vergrößerungsmaßstab und der Interrogationsfenstergröße) vorgibt, bis zu welcher Größe Strömungsstrukturen räumlich aufgelöst werden können. Eine hohe Auflösung ist erstrebenswert, da sie bei der Betrachtung eines größeren Strömungsbereichs erlaubt, sowohl große als auch kleinere Strukturen zu erfassen.

Die spezifischste Anforderung, die für PIV an die Kamera gestellt wird, ist die Doppelbildfähigkeit. Insbesondere bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten ist der Zeitabstand, in dem die beiden Partikelbilder aufgenommen werden müssen, oft sehr klein ($<10 \mu\text{s}$). Da bei Standard-Kameras derart kurze Bildabstände aufgrund zu langer Auslesezeiten nicht möglich sind, verlangt diese Anforderung ein spezielles Chipdesign. Dabei erhält jedes Pixel direkt neben seinem lichtempfindlichen Bereich einen eigenen Speicher, in den das erste Bild innerhalb von ca. 1 μs verschoben werden kann. So wird erreicht, dass die Kamera während des zweiten Laserpulses wieder aufnahmebereit ist. Wurden beide Frames belichtet, werden diese dann zusammen ausgelesen. Diese Auslesezeit limitiert hierbei wiederum die Frequenz, mit der Doppelbilder aufgenommen werden können. Im Wesentlichen haben sich im Bereich der PIV-Messtechnik zwei Kameratypen etabliert, die sich unter anderem gerade auch in der Art und Weise, wie ihre Chips ausgelesen werden, unterscheiden.

Insbesondere bei konventionellen PIV-Systemen mit eher moderater zeitlicher Auflösung haben sich in der Vergangenheit sogenannte CCD-Kameras (charged coupled device) etabliert. Im lichtempfindlichen Bereich eines CCD-Pixels wird das Streulicht des ersten Laserpulses mittels des photoelektrischen Effekts in Ladung umgewandelt. Diese Ladung wird dann sehr schnell in den Speicher des Pixels verschoben. Da dieser Speicher Teil des Pixels ist, verringert er dessen lichtempfindliche Fläche und somit auch dessen Sensitivität. Wurde die Ladung des ersten Belichtungsvorgangs in den Speicher transferiert, ist das Pixel bereit, das Licht des zweiten Laserpulses in Ladung zu wandeln. Anzumerken ist dabei, dass bei CCD-Kameras in der Regel nur eine Gesamtbelichtungszeit für beide Frames sowie der Zeitpunkt des Frametransfers definiert werden können. In der Folge ergeben sich dadurch oft unterschiedliche Belichtungszeiten für das erste und das zweite Bild. Ausgelesen werden CCD-Chips sequenziell, indem die Ladungen der Pixel über ein Schieberegister nacheinander einem Wandler zugeführt werden, der Ladung verstärkt und in Spannung konvertiert. Dieser sequenzielle Auslesevorgang kann, je nach Auflösung des Chips, deutlich über hundert Millisekunden dauern und beschränkt dadurch die Bildwiederholrate solcher Kameras auf wenige Hertz.

Diese relativ geringen Wiederholraten führen dazu, dass bei Messungen, die eine höhere zeitliche Auflösung erfordern, fast ausschließlich Kameras mit Complementary-Metal-Oxide-Semi-Conductor-Chips (CMOS) zum Einsatz kommen. In den Pixeln von CMOS-Sensoren wird wie bei CCD-Chips durch einfallendes Licht elektrische Ladung erzeugt, die innerhalb von Mikrosekunden in einen dem Pixel zugehörigen Speicher verschoben werden kann. Der Unterschied zur CCD-Technik besteht darin, dass jedes CMOS-Pixel zusätzlich einen eigenen Ladung-Spannung-Wandler besitzt. Aufgrund dieser Chiparchitektur müssen CMOS-Pixel nicht mehr sequenziell über einen einzelnen Wandler ausgelesen werden. Dadurch lassen sich deutlich kürzere Auslesezeiten und als Konsequenz auch höhere Bildwiederholraten realisieren. Bildraten heutiger CMOS-Kameras liegen mit über einer Million Bildern pro Sekunde deutlich über denen von CCD-Kameras. Nachteil der direkten Integration des Ladung-Spannung-Wandlers in das Pixel ist ein ungünstigeres Verhältnis von lichtempfindlicher Fläche zur Gesamtfläche des Pixels (Füllfaktor). Dadurch ergibt sich eine im Vergleich zu CCD-Chips geringere Lichtempfindlichkeit. Durch die pixelindividuelle Ladungs-Spannung-Konvertierung und die nicht komplett identischen Charakteristiken der einzelnen Wandler kann es lokal zu systematischen Fehlern bei der Intensitätsermittlung kommen. Darüber hinaus liegt das Hintergrundrauschen durch diese Art der Wandlung normalerweise über dem von CCD-Chips. Die Bildfrequenz ist bei CMOS-Kameras so hoch, dass die auflaufenden Daten nicht mehr über eine Kameraschnittstelle direkt auf die Festplatte des Messrechners übertragen werden können. Deshalb werden die während der Messung aufgenommenen Bilder in einen sehr schnellen Speicher, der Teil der Kamera ist, geschoben, aus dem sie dann nach der Messung ausgelesen werden können. Die Größe dieses Speichers legt in Verbindung mit der Bildwiederholrate und Bildauflösung die maximale Messzeit des Systems fest. Übliche Speichergößen sind 16GB bzw. 32GB, wodurch sich bei entsprechend hoher Auflösung und Bildfrequenz Messzeiten von nur wenigen Sekunden ergeben.

Für eine umfassendere Beschreibung und Bewertung von CCD- und CMOS-Kameras, z.B. hinsichtlich Signal-zu-Rausch-Verhältnis, Signallinearität oder Image Uniformity sei auf Hain et al. (95) verwiesen.

4.1.4 Kreuzkorrelation digitaler Partikelbilder

Wie bereits zu Anfang des Kapitels beschrieben, basiert die Ermittlung von Strömungsgeschwindigkeiten bei der Particle Image Velocimetry auf der Bestimmung der Strecke, die die Tracerpartikel zwischen den beiden Laserpulsen in der Messebene zurücklegen. Diese Partikelverschiebung lässt sich über eine rechnerbasierte Kreuzkorrelation der digitalen Partikelbilder automatisch berechnen. Die wesentlichen Grundlagen der örtlichen, zweidimensionalen Kreuzkorrelation einfach belichteter Doppelbilder werden im Folgenden näher beschrieben (Abbildung 4-3).

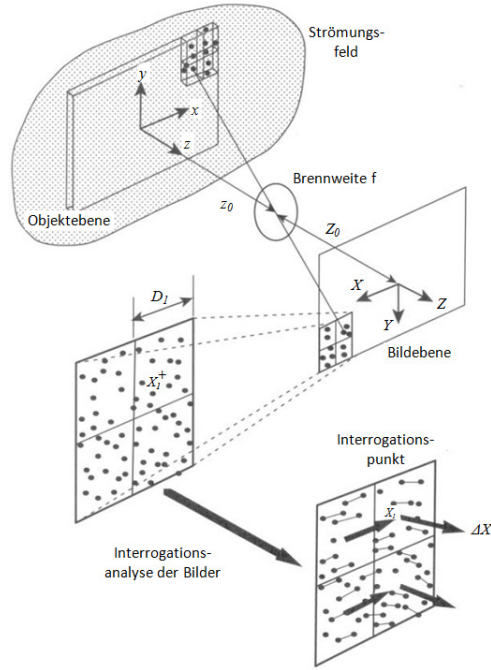


Abbildung 4-3: Vorgehen bei der Interrogation von Partikelbildern zur Bestimmung des Partikelversatzes (164)

Im ersten Schritt werden dabei die Partikelbilder, die eine zweidimensionale Abbildung des eigentlich dreidimensionalen Messvolumens darstellen, in sogenannte Interrogationsfenster unterteilt, Abbildung 4-3. Betrachtet man die Interrogationsfenster des ersten Frames, aufgenommen zum Zeitpunkt t , und des zweiten Frames, aufgenommen zum Zeitpunkt $t + \Delta t$, als normierte Intensitätsfelder $I_t(i, j)$ und $I_{t+\Delta t}(i + x, j + y)$, so lässt sich die diskrete, zweidimensionale Kreuzkorrelationsfunktion $R_s(x, y)$ folgendermaßen berechnen (96), (93):

$$R_s(x, y) = \sum_{i=-K}^K \sum_{j=-L}^L I_t(i, j) I_{t+\Delta t}(i + x, j + y). \quad (4-7)$$

Dabei bezeichnen i und j die Position des ersten Interrogationsfensters und x und y dessen Verschiebung. Wird der Bereich des Intensitätsfeldes $I_{t+\Delta t}$ deutlich größer gewählt als der des Feldes I_t , so kann für jede mögliche Verschiebung I_t innerhalb des Bereichs von $I_{t+\Delta t}$ ein Korrelationswert $R_s(x, y)$ berechnet werden. In Bereichen, in denen die Intensitätsverteilungen der Bilder gut miteinander überein stimmen, wird der Korrelationswert $R_s(x, y)$ groß, wohingegen er in Bereichen, in denen die Intensitätsfelder wenig Übereinstimmung aufweisen, kleine Werte annimmt. $R_s(x, y)$ weist dann in der sich durch diesen statistischen Ansatz ergebende Korrelationsebene dort ein Maximum auf, wo sich die Intensitätsmuster bestmöglich decken (Abbildung 4-4). Der Ort dieses Korrelationsmaximums oder auch Correlation Peaks definiert dabei die tatsächliche Partikelverschiebung. Eine anschauliche graphische Darstellung dieses Prozesses findet sich bei Raffel et al. (93).

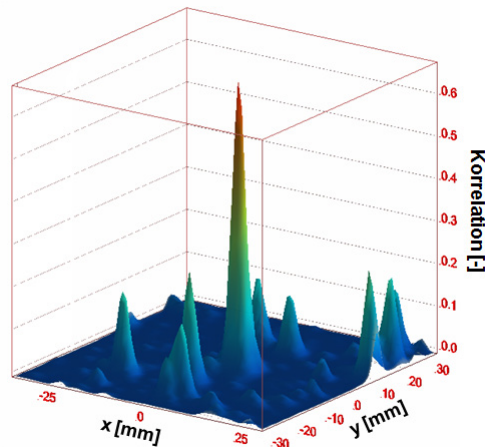


Abbildung 4-4: Correlation Peak am Ort der Partikelverschiebung

Weitere, weniger hohe Peaks in der Korrelationsebene repräsentieren dabei Korrelationen zwischen nicht zueinander passenden (d.h. unterschiedlichen) Partikeln und stellen somit zufälliges Rauschen dar (Abbildung 4-4). Das Verhältnis zwischen dem höchsten Peak (Partikelverschiebung) und dem zweithöchsten Peak ist somit ein Maß für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis und wird als Größenverhältnis Q bezeichnet. Je größer Q ist, desto zuverlässiger ist die Messung der Partikelverschiebung (94).

Da die direkte Berechnung der Kreuzkorrelation aufgrund der Vielzahl von Datenpunkten numerisch sehr aufwändig ist, wird Gleichung 4-7 in der Regel nicht direkt in den Code des Korrelationsprogramms implementiert. Man macht sich vielmehr das Korrelationstheorem zunutze, das besagt, dass die Kreuzkorrelation zweier Funktionen äquivalent ist zu der konjugiert komplexen Multiplikation ihrer jeweiligen Fourier-Transformierten. Die Kreuzkorrelation, wie sie in Gleichung 4-7 dargestellt ist, lässt sich also vereinfacht berechnen, indem man die Fourier-Transformation der Auswertefenster berechnet, diese dann konjugiert-komplex multipliziert und schließlich darauf die inverse Fourier-Transformation anwendet (96). Die numerische Berechnung der Kreuzkorrelation über eine Fast-Fourier-Transformation (FFT) erfolgt dabei deutlich schneller als die direkte Berechnung der Korrelation.

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, wird bei der Particle Image Velocimetry die Bewegung von Partikelgruppen im Interrogationsfenster I_t verfolgt. Anhand der über die Kreuzkorrelation bestimmten Partikelverschiebung erster Ordnung und der Zeit Δt zwischen den Laserpulsen kann dann der Geschwindigkeitsvektor für das Interrogationsfenster berechnet werden. Dieser Geschwindigkeitsvektor repräsentiert also die mittlere Geschwindigkeit der im Auswertefenster vorhandenen Partikel im Zeitbereich Δt . Die räumliche Auflösung wird somit von der Größe des Interrogationsfensters bestimmt. Sie kann bei gegebenem Vergrößerungsmaßstab und bei Verwendung einer FFT nicht beliebig erhöht werden, da zum einen die Größe der Auswertefenster Zweierpotenzen an Pixeln entsprechen muss (8×8 , 16×16 usw.), zum anderen muss in einem Auswertefenster eine Mindestzahl an Partikeln enthalten sein, um noch eine zuverlässige Korrelation zu erlauben. Laut Adrian et al. (94) sollte für eine belastbare Ermittlung der Partikelverschiebung ein Interrogationsfenster mindestens 5 bis 10 Partikel beinhalten.

Eine zusätzliche Erhöhung der Anzahl der Vektoren kann durch eine teilweise Überlagerung der Auswertefenster erreicht werden. Überlappen sich die Fenster bei der Auswertung beispielsweise zu jeweils 50%, ergeben sich genau viermal so viele Geschwindigkeitsvektoren (24). Wichtig ist aber anzumerken, dass sich dadurch die räumliche Auflösung des Vektorfelds nicht erhöht. Sie wird ausschließlich durch die Größe des Auswertefensters definiert. So führt beispielsweise die Auswertung eines 32×32 Pixel großen Fensters mit 0% Überlapp zum gleichen Vektorabstand wie ein 64×64 Pixel großes Fenster das mit 50% Überlapp ausgewertet wird. Im ersten Fall ist die räumliche Auflösung aber doppelt so hoch, siehe dazu auch

Abschnitt 6.1.4 und Abschnitt 7.2. Eine genauere Beschreibung dieser Methode wird außerdem durch Westerweel (97) gegeben.

Die Wahl der Interrogationsfenstergröße ist neben den bereits genannten Punkten auch abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit des betrachteten Fluids. So verlassen einige Partikel aufgrund ihrer Geschwindigkeit den Auswertebereich zwischen den Lichtpulsen, gleichzeitig bewegen sich aber andere Partikel in der Zeit Δt in das Auswertefenster hinein. Nach Keane et al. (98) sollten die Tracerpartikel in der Zeit Δt maximal eine Strecke zurücklegen, die einem Viertel der Interrogationsfenstergröße entspricht, da ansonsten durch den Verlust zu vieler Partikelpaare eine Korrelation schwierig wird. Das bedeutet, um eine große Bandbreite an Partikelverschiebungen messen zu können, müssen die Auswertefenster möglichst groß gewählt werden. Folge davon ist jedoch eine sehr schlechte räumliche Auflösung. Eine Messung mit hoher Dynamik und gleichzeitig hoher räumlicher Auflösung kann jedoch erreicht werden, indem Interrogationsfenster in Strömungsrichtung verschoben werden. Eine Schätzung des Betrags, um den das Auswertefenster verschoben werden muss, erfolgt auf Basis größerer Auswertefenster, die typischerweise in einem iterativen Prozess auf die gewünschte Zielgröße der Fenster verkleinert werden (99). Beispiel hierfür kann die Verkleinerung eines 128×128 Pixel großen Startfensters in drei Iterationsschritten erst auf ein 64×64 Pixel großes und schließlich auf ein 32×32 Pixel großes Fenster sein.

4.2 Herausforderungen bei der Anwendung von PIV auf die innermotorische Strömung

Im Gegensatz zu Messungen an Laborströmungen stellen PIV-Messungen in Motoren aufgrund der zyklisch instationären, dreidimensionalen und hochgradig turbulenten Natur der Brennraumströmung eine besondere Herausforderung dar. So ändern sich während der Ansaug-, Kompressions-, Expansions- und Ausstoßakte nicht nur die Hauptströmungsrichtung und die Geschwindigkeit des Gases mehrmals, sondern auch Temperatur und Dichte des Gases verändern sich wesentlich. Zusätzlich erschwert werden Motormessungen durch den in der Regel eingeschränkten optischen Zugang zum Brennraum und durch die drehzahlabhängige Saugrohrdynamik (Partikelseeding).

In den folgenden Abschnitten wird nun darauf eingegangen, worin die zentralen Herausforderungen motorischer PIV zu sehen sind und wie das Messsystem darauf ausgelegt werden muss. Anforderungen, die sich daraus an den Transparentmotor ergeben, werden dann im nächsten Abschnitt diskutiert.

4.2.1 Triggerung

Die Triggerung des PIV-Systems ist bei motorischen Messungen relativ anspruchsvoll. Grund hierfür ist der zyklische Charakter der innermotorischen Prozesse. Diese zyklischen Vorgänge sind zusätzlich durch die Drehungleichförmigkeit der Kurbelwelle überlagert. So ist die Winkelgeschwindigkeit beispielsweise in der Kompressionsphase geringer als in der Expansionsphase. Die eigentliche Triggerung der Messungen kann somit nicht zeitbasiert erfolgen, sondern muss abhängig von der Motorphase auf der Basis eines Kurbelwinkelsignals realisiert werden. Erzeugt wird das benötigte Kurbelwinkelsignal dabei üblicherweise über einen hochaufgelösten Winkelmarkengeber. Die von diesem Master-Trigger ausgelöste Triggerung der Subsysteme des Messsystems erfolgt dabei allerdings wiederum zeitbasiert. So muss bei konventionellen PIV-Systemen die Blitzlampe des Lasers eine definierte Zeit vor dem Q-Switch getriggert werden. Dieser sogenannte Q-Switch-Delay ist abhängig von der gewünschten Pulsenergie des Lasers und liegt in der Regel zwischen 180 und 400 μs . Da die Kamera bzw. das Umschalten ihrer beiden Frames genau auf die beiden Laserpulse abzustimmen ist, wird auch sie zeitbasiert nach dem kurbelwinkelabhängigen Mastersignal getriggert. Um sicherzustellen, dass die Messung zum gewünschten Grad Kurbelwinkel erfolgt, muss also

der erforderliche Vorlauf des Master-Triggers in °KW, abhängig von benötigter Laserenergie, Motordrehzahl und Phase (Drehungleichförmigkeit) ermittelt werden.

Da konventionelle PIV-Messungen immer phasengleich erfolgen, dürfen im Prinzip nur während jeder zweiten Kurbelwellenumdrehung Partikelbilder aufgenommen werden. Da aber die Frameraten von Double-Frame-CCD-Kameras typischerweise im Bereich von 3-4 Hz liegen und diese darüber hinaus noch mit den Repetitierraten des Lasers (i.d.R. 10 Hz) synchronisiert werden müssen, sind Geschwindigkeitsmessungen in aufeinander folgenden Motorzyklen mit solchen Systemen praktisch nicht möglich. Die Triggerung der im Zuge dieser Arbeit durchgeführten, konventionellen PIV-Untersuchungen erfolgte mittels eines echtzeitfähigen Field-Programmable-Gate-Arrays (FPGA, National Instruments) und eines eigens speziell dafür entwickelten Programms.

Da bei High-Speed-PIV-Messungen die Hochgeschwindigkeitskamera, nachdem sie einmal gestartet wurde, mit einer zuvor definierten Framingrate intern getriggert wird, wurde bei den HS-PIV-Untersuchungen lediglich der Starttrigger der Messung vom FPGA erzeugt. Die Synchronisierung von High-Speed-Laser und Kamera erfolgte über eine spezielle Programmable Timing Unit (PTU), die Teil des Messsystems ist. Als Eingangsgrößen erhält sie, wie auch das FPGA, das Nockenwellensignal zur Bestimmung der Phase sowie das Kurbelwinkelinkrement. Während der Messung wird dem Bildpaar dabei jeweils der Aufnahmezeitpunkt in Form des Kurbelwinkels fest zugeordnet.

4.2.2 Dynamikbereich der Brennraumströmung

Im Verlauf eines Motorzyklus ändern sich die Eigenschaften der Brennraumströmung und des strömenden Fluids ganz erheblich (4D-Strömung). Deren Bedeutung für die PIV-Messungen wird im folgenden Kapitel im Detail erörtert.

Hauptströmungsrichtung:

Wie bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben, ändert sich die Hauptrichtung der Zylinderinnenströmung grundlegend über die vier Takte. So ist im Ansaugtakt im Wesentlichen die längs zur Zylinderachse orientierte Ventilströmung dominant. Nach dem Schließen der Einlassventile bildet sich dann während der Kompressionsphase eine Drallströmung im Zylinder aus. Fluidteilchen bewegen sich dabei über einen weiten Kurbelwinkelbereich hinweg praktisch nur auf einer senkrecht zur Zylinderachse liegenden Ebene. Mit dem Ende des Expansionstakts und dem Beginn des Ausstoßtaktes dreht die Hauptströmungsrichtung dann wieder in die Vertikale und das Gas wird über die Auslassventile aus dem Brennraum gedrückt. Werden Messungen nun über mehrere Takte hinweg durchgeführt, hat dies also zur Folge, dass, unabhängig davon, ob die Messebene nun horizontal oder vertikal im Brennraum liegt, die Hauptrichtung der Strömung immer für eine gewisse Zeit normal zur Messebene verläuft. Im Falle von konventionellen PIV-Untersuchungen könnte durch eine phasenabhängige Wahl des Abstands der beiden Laserimpulse versucht werden, die sich ändernde Out-of-Plane-Geschwindigkeit zu kompensieren. Da High-Speed-PIV-Messsysteme aber eine phasenabhängige, dynamische Anpassung des Laserpulsabstands nicht zulassen, wird das Δt üblicherweise so gewählt, dass das in der betrachteten Ebene dominante Strömungsphänomen optimal erfasst werden kann. In einer vertikalen Schnittebene betrifft dies die Ventilströmung während der Ansaugphase und in einer horizontalen Schnittebene ist es die Drallströmung während des Kompressionstakts. Grundsätzlich gilt für PIV-Messungen die von Catania und Mittica (98) gegebene Empfehlung, nach der ein Tracerpartikel in der Out-of-Plane-Richtung der Messebene in der Zeit Δt maximal ein Viertel der Lichtschnittdicke durchqueren sollte. In Phasen, in denen die Hauptströmungsrichtung senkrecht zur Messebene verläuft, kann diese Empfehlung jedoch nur bedingt erfüllt werden. Als Konsequenz können Partikel mit hoher Geschwindigkeit in Out-of-Plane-Richtung nicht erfasst und korreliert werden. Dieser Effekt führt zu einem systematischen Fehler und einer Verschiebung der mittleren Geschwindigkeit hin zu niedrigen Werten. Bei der Interpretation von Messdaten ist dieses Phänomen mit zu berücksichtigen. Siehe dazu auch Abschnitt 6.1.

Strömungsgeschwindigkeit:

Die Strömungsgeschwindigkeit in der jeweiligen Betrachtungsebene ist, bedingt durch die oben bereits beschriebene Änderung der Strömungsstruktur, ebenfalls eine Funktion des Kurbelwinkels. So treten beispielsweise in einem Bereich unterhalb des Einlassventils, während dieses geöffnet ist, sehr hohe Geschwindigkeiten auf. Wenige Grad Kurbelwinkel später, wenn das Einlassventil wieder geschlossen ist, kann die Geschwindigkeit des Gases im gleichen Bereich um eine Größenordnung darunter liegen.

Unabhängig von der zeitlichen Veränderung der Strömungsgeschwindigkeit können außerdem innerhalb der Messebene lokal deutlich unterschiedliche Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsgradienten auftreten. Dies lässt sich wiederum gut anhand der Ventilspaltströmung verdeutlichen (vertikale Messebene). Hier treten lokal im Ventilspalt sehr hohe Geschwindigkeiten auf. Unmittelbar daneben, unter dem Ventilteller, ist die Strömungsgeschwindigkeit jedoch erheblich geringer. Ähnlich weit zeigt sich auch der Geschwindigkeitsbereich in der Drallebene. Die Geschwindigkeit im Zentrum des Wirbels ist annähernd null und in dessen Außenbereichen maximal. Bei mittleren Motordrehzahlen ergibt sich so in der Drallebene ein Geschwindigkeitsbereich von null bis ca. 70 m/s, der messtechnisch aufgelöst werden muss. Grundsätzlich gilt, je höher die Drehzahl, desto größer ist auch der Dynamikbereich der Geschwindigkeit. Und desto größer der Dynamikbereich, um so schwieriger wird die Wahl eines angemessenen Laserpulsabstands Δt . Einerseits sollte dieser nämlich lang genug sein, um es auch langsamen Partikeln zu erlauben, einen detektierbaren Versatz zu generieren, andererseits sollte er kurz genug sein, um zu vermeiden, dass zu viele schnelle Partikel den Auswertebereich verlassen. Die Zeit zwischen den Laserpulsen stellt also immer einen Kompromiss zwischen Messdynamik und Messgenauigkeit dar.

Druck und Temperatur:

Das nach „Einlass schließt“ im Brennraum eingeschlossene Gas wird während des Kompressionstaktes auf einen Bruchteil seines ursprünglichen Volumens verdichtet. Dadurch erhöhen sich dessen Druck und Temperatur. Im Falle des im Zuge dieser Arbeit genutzten Versuchsträgers steigt der Brennraumdruck während der Kompression von ca. einem Bar im unteren Totpunkt auf ungefähr 40 bar (Messung) im oberen Totpunkt. Die Temperatur erhöht sich dabei von ca. 20°C auf etwa 370°C (ideale Gasgleichung, adiabatische Kompression). Die dynamische Viskosität der Luft μ_f nimmt währenddessen von $18,2 \cdot 10^{-6}$ Ns/m² um ungefähr Faktor 2 auf ca. $32,5 \cdot 10^{-6}$ Ns/m² zu. Nach Gleichung 4-6 sinkt die Relaxationszeit τ_p eines von der Gasströmung mitgeführten Partikels damit ebenfalls um Faktor 2. Das heißt, ein Tracerteilchen passt sich einer Geschwindigkeitsänderung der Gasströmung am Ende der Kompression doppelt so schnell an wie zu Beginn der Verdichtung.

Partikeldichte:

Die Partikeldichte sollte grundsätzlich so gewählt werden, dass einerseits genügend Partikel pro Interrogationsfenster für eine zuverlässige Korrelation zur Verfügung stehen, andererseits darf sie nicht zu hoch sein, da sonst während der Kreuzkorrelation keine Verfolgung von einzelnen Partikeln oder Partikelgruppen mehr möglich ist. Adrian et al. (94) empfehlen für eine belastbare Ermittlung der Partikelverschiebung mindesten 5 bis 10 Partikel pro Interrogationsfenster, laut Keane et al. (98) sollte die Partikeldichte im Bereich von 10 bis 20 Partikeln pro Interrogationsfenster liegen.

Da der Brennraum eines Motors nach dem Schließen der Einlassventile ein geschlossenes System darstellt, bleibt die Anzahl der mit der Frischluft angesaugten Tracerpartikel über den Kompressionstakt hinweg konstant (thermisch stabile Partikel vorausgesetzt, Abschnitt 4.2.3). Die Partikeldichte steigt dabei entsprechend dem Verdichtungsverhältnis ε des Motors. Für den im Zuge dieser Arbeit betriebenen Versuchsträger bedeutet dies, dass die Partikeldichte während der Kompressionsphase um ca. Faktor 15 steigt. Die optimale Partikeldichte kann also bei zeitaufgelösten Messungen im Kompressionstakt nicht über die gesamte Messung hinweg erreicht werden. Um sicherzustellen, dass sich Partikelbilder auch im späten

Kompressionstakt noch korrelieren lassen, muss die Partikeldichte im Brennraum zum Zeitpunkt „Einlass schließt“ in einem sehr engen Fenster liegen. Die sich daraus ergebenden, sehr hohen Anforderungen an die Zudosiergenauigkeit des Partikelgenerators sind angesichts ausgeprägter Druckschwingungen und hoher Gasdynamik im Saugrohr des Motors oft nur schwer zu erfüllen. Für die im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Messungen bedeutete dies, dass insbesondere Messungen, die weite Teile des Ansaug- und Kompressionstaktes erfassen sollten, oft mehrfach wiederholt werden mussten, bevor auf allen Bildern eine annehmbare Partikeldichte erreicht wurde. Messungen hingegen, die nur einen Teilbereich der Takte abdecken, sind in dieser Beziehung weniger kritisch. So ist zum Beispiel die Änderung der Partikeldichte in einer Drallebene 10 mm über dem unteren Totpunkt (UT) des Kolbens nicht signifikant, da sich das Brennraumvolumen in dem Kurbelwinkelbereich, in dem die Ebene vom Kolben freigegeben wird, nur minimal ändert. Um eine optimale Partikeldichte über einen möglichst großen Bereich der Messung zu erreichen, muss sie also für jede Messebene individuell eingestellt werden. Dies gilt auch für konventionelle PIV-Messungen, bei denen lediglich ein Doppelbild pro Zyklus aufgenommen wird. Hier wurde die Seedingdichte daher der jeweiligen Messebene und dem jeweiligen Messzeitpunkt angepasst. Abbildung 4-5 zeigt die Zunahme der Partikeldichte in der Drallebene $z = 10$ mm (10 mm unter dem Zylinderkopf) während des Ansaug- und Kompressionstaktes (10).

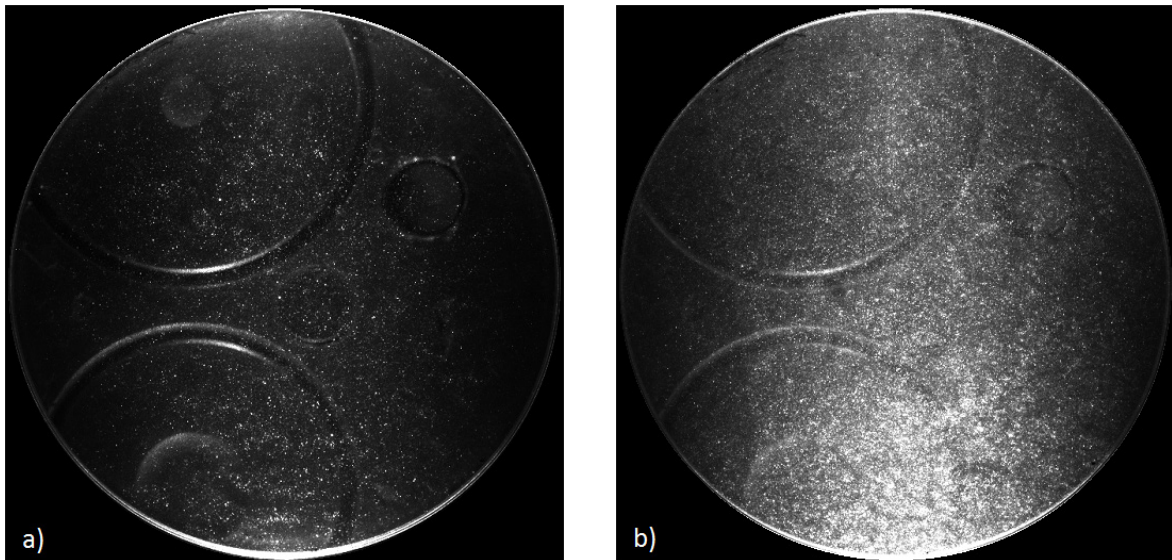


Abbildung 4-5: Partikelbilder einer High-Speed-Messung des gleichen Zyklus, aufgenommen in der Kolbenmulde, Ebene $z = 10$ mm, $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2 \text{ bar}$; a) frühe Ansaugphase $\theta = 15^\circ \text{KW nGOT}$, b) späte Kompressionsphase $\theta = 15^\circ \text{KW vZOT}$

4.2.3 Seeding

In Abschnitt 4.1.1 wurden bereits die wichtigsten Eigenschaften beschrieben, die Tracerpartikel aufweisen müssen, um grundsätzlich für PIV-Messungen geeignet zu sein (100), (94). Ein gutes Folgeverhalten der Teilchen ist dabei gerade auch für Messungen der hochgradig instationären Zylinderinnenströmung von sehr großer Bedeutung, da dabei sowohl zeitlich als auch lokal große Geschwindigkeitsänderungen auftreten. Darüber hinaus stellen motorische Anwendungen aber noch eine Reihe weiterer, nicht weniger wichtiger Anforderungen an die Partikel. So sollten sie temperaturstabil sein, um eine Zersetzung (bzw. Verdampfung) in der Kompressionsphase zu vermeiden. Sie dürfen nicht abrasiv sein, da dies ansonsten sehr schnell zu einer Schädigung der mechanischen und optischen Komponenten des Versuchsträgers führen würde. Dieser Punkt ist von besonderer Relevanz, da die hier vorgestellten Strömungsuntersuchungen in einem Forschungsmotor durchgeführt wurden, der eine Glas-Laufbuchse besitzt, in der die Kolbenringe trocken ablaufen. Werden außerdem Versuche im gefeuerten Betrieb gefahren, müssen die Tracer zusätzlich inert sein, um zu

vermeiden, dass sie an den Verbrennungsreaktionen teilnehmen. Des Weiteren sollten die Tracersubstanzen natürlich ungiftig sein, um ihre einfache Handhabung zu gewährleisten. Aufgrund der hier aufgeführten Anforderungen ist es sehr schwierig und zeitaufwändig (101), (102), Tracerpartikel zu finden, die sich für Motorexperimente eignen.

In der Vergangenheit wurde deshalb eine Vielzahl verschiedener Flüssig- als auch Feststoff-Tracer zur Strömungsmessung in Motoren eingesetzt. Uneingeschränkt dafür geeignet waren sie in der Regel jedoch nicht. Relativ weit verbreitet ist dabei für die Untersuchungen in Benzinmotoren der Einsatz von Silikonöl (103), (27), (29), (30), (85), (104), (82), (105). Gleißner (24) und Müller (90) verwendeten aufgrund des höheren Siedepunkts Zentralhydrauliköl. Seidel und Steuker (56) setzten Paraffinöltröpfchen und Dinger et al. Glycerin als Tracer ein. Ghandhi et al. (106) hingegen verwendeten bei ihren Untersuchungen Olivenöl. Bei Ishima et al. (107) wurde die Gasströmung sogar mit Wassertröpfchen geseedet (allerdings am Blasprüfstand). Bei Brücker et al. (108), Dannemann et al. (109) und Krishna und Mallikarjuna (110) kam mit Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) wiederum eine gebräuchlichere Tracersubstanz zum Einsatz. Der Vorteil von DEHS ist, dass es sich mittels kommerzieller Aerosolgeneratoren in sehr kleine Tröpfchen ($<1\mu\text{m}$) mit geringer Größenstreuung zerstäuben lässt. Außerdem hat es die Eigenschaft, rückstandsfrei von Oberflächen abzdampfen, deshalb sollte es sich eigentlich nicht als flüssiger Film auf den optischen Zugängen des Motors niederschlagen bzw. ablagern. Die Siedetemperatur von DEHS ist mit ca. 250°C höher als die der meisten Silikonöle. Dennoch sind sowohl mit DEHS als auch mit den anderen bereits genannten, flüssigen Tracern Messungen in Motoren schwierig, da die Tröpfchen aufgrund der hohen Temperaturen, die in der Kompressionsphase im Brennraum auftreten, langsam verdampfen und dadurch immer weniger Streulicht zur Kamera senden. So wird die Signalqualität bei der Verwendung von flüssigen Tracern mit fortschreitender Kompression zunehmend schlechter. Bei Ottomotoren mit üblichem Verdichtungsverhältnis führt dies dazu, dass die Tracerpartikel bereits vollständig verdampft sind, bevor der Kolben den oberen Totpunkt erreicht, was zur Folge hat, dass Strömungsmessungen nahe des Kompressions-OT kaum mehr möglich sind (108), (24), (90). Ein weiterer Effekt, der sich infolge der sukzessiven, verdampfungsbedingten Masseabnahme der Tracer einstellt, ist eine deutliche Veränderung (Verbesserung) des Folgeverhaltens der Teilchen (quadratischer Einfluss des Teilchendurchmessers d_p), Gleichung 4-6. Welche Auswirkungen dieser Umstand auf die gemessenen Geschwindigkeiten haben kann, wird bei Glanz et al. (33) beschrieben. Hier werden zur Untersuchung der Brennraumströmung sowohl DEHS- als auch Äthylalkohol-Tröpfchen als Tracer eingesetzt. Aufgrund des geringeren Siedepunkts verdampfen die Äthylalkohol-Tröpfchen während der Messung deutlich schneller als die DEHS-Tröpfchen. Die gemessenen Geschwindigkeiten unterscheiden sich, je nach verwendeter Tracersubstanz, ganz erheblich. Äthylalkohol-Tröpfchen liefern dabei generell höhere Geschwindigkeiten als DEHS-Tröpfchen.

Eine Alternative zu flüssigen Tracern stellen aufgrund ihrer thermischen Stabilität Feststofftracer dar. Gerade bei PIV-Messungen in Dieselmotoren ist der Einsatz von Feststoffpartikeln praktisch unerlässlich. Denn mögen flüssige Tracer über weite Bereiche in Benzinmotoren mit moderaten Verdichtungsverhältnissen noch brauchbare Ergebnisse liefern, so ist deren Verwendung in Dieselmotoren aufgrund des erheblich höheren Verdichtungsverhältnisses und der ebenfalls höheren Brennraumtemperatur nicht zielführend, da die Tracerpartikel schon in der frühen Kompressionsphase soweit verdampft sind, dass keine Messung mehr möglich ist. Feststoffpartikel lassen sich aber deutlich schwerer dispergieren als Tracerflüssigkeiten. Alger et al. (111) und Staudt (112) machen sich deshalb den Umstand zunutze, dass Flüssigkeiten während der Verdichtung im Motor verdampfen. Bei ihren Untersuchungen an Ottomotoren erzeugen sie mittels konventioneller Aerosolgeneratoren Tröpfchen aus einer 15-prozentigen NaCl-Lösung, die dann der Ansaugluft des Motors zugeführt werden. Während der Ansaug- und Kompressionsphase verdampft der Wasseranteil der Tröpfchen, sodass ca. $1\mu\text{m}$ große Salzpartikel als temperaturbeständige Feststofftracer übrig bleiben. Über diese verhältnismäßig einfache Art der Generierung und Dispergierung von Feststofftracerpartikeln ist es auch möglich, die Seedingdichte im Fluid relativ genau einzustellen. Problematisch ist allerdings, dass Natrium-

Chlorid metallische Motorteile angreift und nach und nach beschädigt. Towers und Towers (113) verwenden deshalb für ihre High-Speed-PIV-Messungen in einem Ottomotor Mikrokugeln aus Acrylnitril. Aufgrund ihrer Größe von $35\text{ }\mu\text{m}$ streuen sie das Licht des Laserlichtschnitts sehr effizient. Dies ist von Vorteil, da der für diese Untersuchungen verwendete Laser nur ca. 2-3 mJ Energie pro Puls zur Verfügung stellt. Bei den Kugeln handelt es sich um hohle und sehr dünnwandige Körper, ihr Folgeverhalten wird von Towers und Towers trotz ihrer Größe als gut beschrieben. Basierend auf der Berechnungsmethode nach Melling (100), folgen die Mikrokugeln einer Strömung, die mit 1 kHz fluktuiert, bei Umgebungsdruck und Raumtemperatur mit einer Amplituden-Folgegenauigkeit von 95%. Acrylnitril ist aber für den Einsatz bei höheren Temperaturen nicht geeignet, da es schmilzt und dabei toxische Gase freigesetzt werden können. Deshalb setzen Chan et al. (114) bei ihren Untersuchungen am Motor auf hohle Glaskugeln als Tracer. Diese sind thermisch stabil und inert, können aber abrasiv wirken und insbesondere zwischen Reibpartnern wie z.B. Ventilschaft und Ventilschaftführung oder den Kolbenringen und der Laufbuchse zu massiven mechanischen Problemen führen. Ähnliche Probleme sind zu erwarten, wenn wie bei Kang und Baek (80) Aluminiumpulver als Feststofftracer verwendet wird. Bei einer mittleren Partikelgröße von einem Mikrometer ist auch davon auszugehen, dass ein erheblicher Teil des Partikels aus Aluminiumoxid (Al_2O_3) besteht. Neben Aluminiumoxid sind auch Magnesiumoxid (MgO) und Titandioxid (TiO_2) wegen ihrer hohen Schmelzpunkte von 2050°C , 2852°C und 1855°C weit verbreitete Tracer, z.B. für Strömungsuntersuchungen in Gasturbinen. In der Literatur finden sich aber auch Beispiele für deren Einsatz in Verbrennungsmotoren. So verwenden Hung und Chen (84) Magnesiumoxid als Tracer für ihre LDA-Untersuchungen am Transparentmotor. Titandioxid wird von Salazar und Kaiser (115), Sweetland und Reitz (116), Choi et al. (117) und Sullivan et al. (118) für deren Untersuchungen der Brennraumströmung verwendet. Da aber sowohl Al_2O_3 und MgO als auch TiO_2 keramische Stoffe und damit extrem hart sind, wirken sie im Motor stark abrasiv. Neben den bereits erwähnten mechanischen Problemen führt der Einsatz dieser Keramikpulver als Tracer bei Transparentmotoren mit Glaslaufbuchse zu einer sehr schnellen Degradation des optischen Zugangs. Valentino et al. (119) versuchen dieses Problem zu vermeiden, indem sie bei ihren Strömungsfeldmessungen in einem Dieselmotor anstelle keramischer Tracerpartikel der Ansaugluft Partikel des Festschmierstoffs Molybdändisulfid (MoS_2) zugeben. Diese Partikel bieten neben ihrer thermischen Stabilität den Vorteil, dass sie aufgrund ihrer Schmiereigenschaften weder zu einer Beschädigung der Motormechanik noch der optischen Komponenten führen.

Da Festschmierstoffe aufgrund ihrer Eigenschaften eine sehr vielversprechende Alternative zu den oben beschriebenen Tracern darstellen, wurden im Zuge dieser Arbeit Molybdändisulfid-Partikel (MoS_2), Graphit-Partikel und Bornitrid-Partikel hinsichtlich ihrer Eignung als Tracer für motorische Anwendungen ausführlicher untersucht. Im Folgenden werden die genannten Stoffe kurz vorgestellt.

Molybdändisulfid:

Bei Molybdändisulfid handelt es sich um ein gräulich-schwarzes, kristallines Sulfid des Elements Molybdän. Ein Molybdändisulfidkristall ist aus einem hexagonalen Gitter mit raumparallel und abwechselnd zueinander angeordneten Lagen von Molybdän und Schwefelatomen schichtartig aufgebaut. Diese Schichten sind leicht zueinander verschiebbar und bilden somit die Grundlage der Schmierstoffeigenschaften von MoS_2 . Bei 450°C sublimiert Molybdändisulfid, wobei es allerdings in sauerstoffhaltiger Atmosphäre schon ab ca. 400°C beginnt zu oxidieren. Bei der Oxidation entsteht aus dem gesundheitlich unbedenklichen MoS_2 gasförmiges Schwefeloxid (SO_x), das als gesundheitsschädlich gilt. Molybdändisulfid haftet aufgrund von Nebenvalenzen der Schwefelatome sehr gut an (metallischen) Oberflächen. Mit $4,8 \cdot 10^3\text{ kg/m}^3$ besitzt MoS_2 eine relativ hohe Dichte. Es wird oft Ölen zugemischt, um deren Schmiereigenschaften speziell bei höheren Temperaturen zu verbessern.

Graphit:

Graphit besteht aus Kohlenstoff, der ebenfalls in Form eines hexagonalen Kristallsystems vorliegt. Wie auch bei MoS_2 ist es diese Kristallstruktur, die Graphit seine Schmiereigenschaften verleiht. Graphit ist von gräulicher Farbe und gesundheitlich unbedenklich. Ab ca. 450°C beginnt es mit Sauerstoff zu Kohlenstoffdioxid zu reagieren. Unter Ausschluss von Sauerstoff sublimiert es bei 3750°C . Mit einer Dichte von $2,2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ ist es weniger als halb so dicht wie Molybdändisulfid. Auch Graphit ist oftmals Bestandteil von Hochtemperaturschmierölen.

Bornitrid:

Bornitrid ist eine synthetische Bor-Stickstoffverbindung, die im Wesentlichen in zwei verschiedenen Kristallmodifikationen vorkommt. Im Falle des kubischen oder β -Bornitrid sind die Bor- und Stickstoffatome in einer diamantartigen Kristallstruktur angeordnet. Kubisches Bornitrid ist extrem hart und spröde und wird deswegen als Schneidstoff und Schleifmittel in der Materialbearbeitung eingesetzt. Hexagonales oder α -Bornitrid besteht wie Graphit und Molybdändisulfid aus ebenen Schichten, die in einer hexagonalen Wabenstruktur angeordnet sind und in der Bor- und Stickstoffatome jeweils abwechselnd vorkommen. Die geringen Bindungskräfte zwischen diesen Schichten machen hexagonales Bornitrid zu dem Festschmierstoff mit dem geringsten Reibwert. Es liegt typischerweise als weißes Pulver vor. Seine Dichte beträgt $2,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ und ist damit kaum höher als die von Graphit. Der Schmelzpunkt von Bornitrid liegt zwar bei 2967°C , allerdings beginnt es sich schon bei rund 900°C in sauerstoffhaltiger Umgebung zu zersetzen. Damit ist es aber klar temperaturstabiler als Graphit und Molybdändisulfid.

In Tabelle 4-1 sind die wichtigsten Stoffeigenschaften der bewerteten Tracerpulver zusammengefasst:

Tabelle 4-1: Stoffeigenschaften der bewerteten Tracerpulver

	Mittlerer Partikel- durchmesser	Dichte	Thermische Stabilität	Hersteller
Molybdändisulfid	$1,5 \mu\text{m}$	$4,8 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$	400°C	Setral Chemie GmbH
Graphit	$3 \mu\text{m}$	$2,2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$	450°C	Thielmann Graphite GmbH & Co. KG
Bornitrid	$1 \mu\text{m}$	$2,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$	900°C	Henze BNP GmbH

Die Charakterisierung der Partikel und des Partikelgenerators wurde im Vorfeld der motorischen Untersuchungen erst an einem stationär durchströmten Plexiglasrohr, später an einem Quarzglasrohr durchgeführt, in Abbildung 4-6 ist der prinzipielle Versuchsaufbau dargestellt. Der Durchmesser des Rohrs betrug 45 mm . Das eine Ende des ca. 1 m langen Rohrs wurde mit einer Absauganlage verbunden, über die sich verschiedene Volumenströme einstellen ließen. Auf der gegenüberliegenden Seite des Rohrs wurde der Seeding-Schlauch des Partikelgenerators angebracht. Eine detailliertere Beschreibung des verwendeten Partikelgenerators und dessen Funktionsprinzip ist in Abschnitt 6.1.3 zu finden. Um bewerten zu können, wie gut sich die jeweiligen Pulver dispergieren lassen, wurde ein konventionelles PIV-System eingesetzt. Eine genaue Beschreibung dieses Systems wird ebenfalls in Abschnitt 6.1 gegeben. Der ca. $0,5 \text{ mm}$ dicke Laserlichtschnitt des DoppelpulsLasers wurde auf einer Breite von ca. 80 mm (entspricht näherungsweise dem Bohrungsdurchmesser des Motors) ungefähr 90 cm stromabwärts der Stelle, an der die Partikel zugeführt wurden, entlang der Mittenenebene in das Rohr eingekoppelt. Die Double-Frame-CCD-Kamera wurde senkrecht zur Messebene in einem Abstand von ca. 80 cm über dem Rohr angeordnet, dies entspricht ungefähr dem Abstand zum Brennraum, in dem die Kamera bei motorischen Untersuchungen montiert wird.

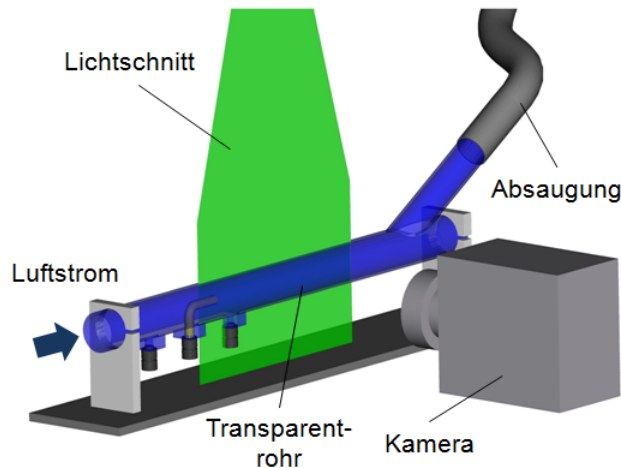


Abbildung 4-6: Transparentrohr zur Charakterisierung der Feststoffpartikel und des Partikelgenerators

Während der Transparentrohrversuche wurde neben dem Volumenstrom durch den Partikelgenerator auch die Drehzahl der in seinem Inneren rotierenden Partikeltrommel variiert. Für jede der drei Tracersubstanzen wurde versucht, bei einem Volumenstrom von 4 l/s und 8 l/s durch das Glasrohr die Partikeldichte in mehreren Schritten zu variieren. Der Volumenstrom durch das Glasrohr entspricht dabei ungefähr dem, der sich im Motor bei 1000 min^{-1} bzw. 2000 min^{-1} einstellt. Pro Messung wurden ca. 200 Doppelbilder bei einer Wiederholfrequenz von 4 Hz aufgenommen. Auf diese Weise wurden über eine Messzeit von ca. 50 s das Förderverhalten des Partikelgenerators sowie eventuelle Veränderungen des optischen Zugangs überprüft.

Bei diesen Voruntersuchungen zeigte sich, dass die unterschiedliche Partikelgröße der Tracersubstanzen bei konstanter Laserleistung keinen nennenswerten Einfluss auf die Qualität der Partikelbilder besitzt. So sind sowohl bei Bornitrid als auch bei Graphit einzelne Partikel sowie Partikelgruppen klar auf den Bildern zu erkennen (Abbildung 4-7). Als Hauptproblem erwies sich allerdings die Neigung der Partikel, sich an der Wand des Rohrs abzulagern. Am ausgeprägtesten war dieser Effekt bei Molybdändisulfid. Selbst bei moderaten Volumenströmen durch den Partikelgenerator setzten sich innerhalb der Messzeit so viele MoS_2 -Partikel an der Rohrwand ab, dass diese von einer geschlossenen und gräulich spiegelnden Teilchenschicht belegt war. Diese oben bereits beschriebene Eigenschaft von Molybdändisulfid, gut an Oberflächen zu haften, führte dazu, dass die Kamera bei der Messung schon nach kurzer Zeit keine verwertbaren Partikelbilder mehr lieferte. Grund hierfür war einerseits, dass das Laserlicht die Partikelschicht nicht mehr richtig durchdringen konnte und andererseits Licht, das dennoch von den Tracern gestreut wurde, von den abgelagerten Partikeln nicht zur Kamera durchgelassen wurde (Abbildung 4-8).

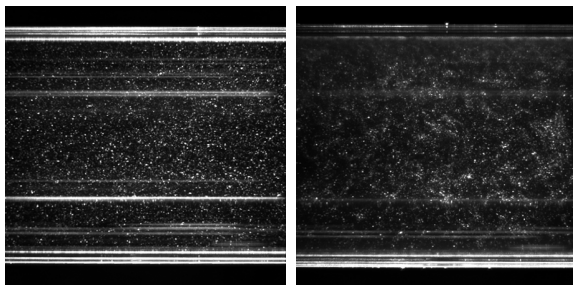


Abbildung 4-7: links: Partikelbild mit Bornitrid-tracern; rechts: Partikelbild mit Graphittracern

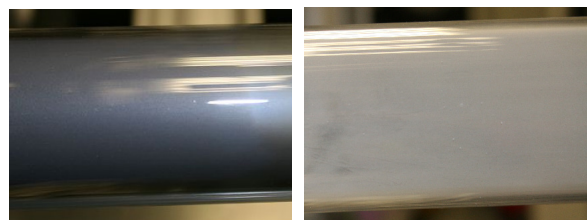


Abbildung 4-8: Ablagerungen im Glasrohr am Ende der Messung (50 s), links: Molybdändisulfid; rechts: Bornitrid

Bei Bornitrid ist die Ablagerungsneigung weniger stark ausgeprägt und die angelagerte Partikelschicht optisch weniger dicht. Dennoch verschlechtert das Laserlicht, das durch die am Glasrohr abgelagerten Partikeln flächig gestreut wird, das Hintergrundrauschen der Partikelbilder mit der Messzeit merklich, sodass deren Korrelation immer schwieriger wird. Graphitpartikel hingegen zeigten eine wesentlich geringere Tendenz, sich an der Innenseite des Quarzglasrohrs abzuschneiden. So kommt es zwar auch bei der Verwendung von Graphitpartikeln zu einer kontinuierlichen Verschlechterung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, dennoch sind die Partikelbilder auch nach mehreren Messungen noch gut korrelierbar (Abbildung 4-9).

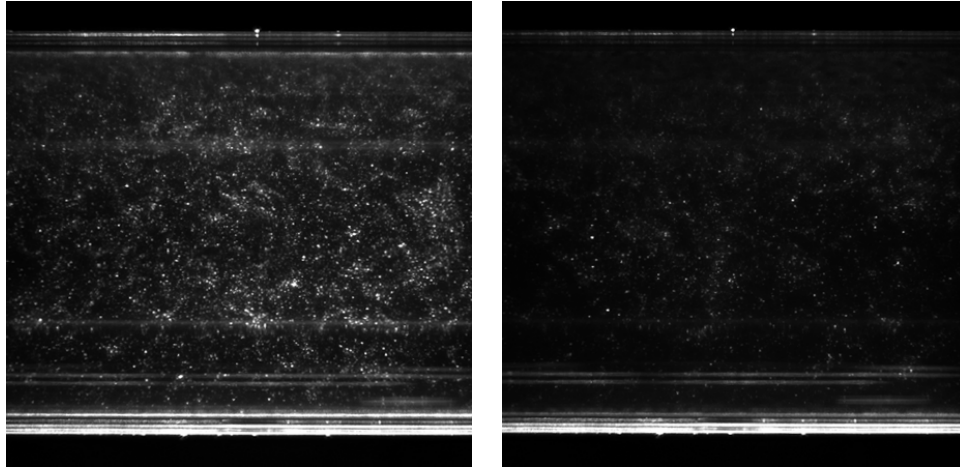


Abbildung 4-9: Partikelbild mit Graphittracer, links: kurz nach Beginn der Messung; rechts: am Ende der Messung (50 s)

Da davon ausgegangen werden kann, dass sich das Ablagerungsverhalten von Molybdändisulfid und Bornitrid im Transparentmotor und insbesondere an dessen Quarzglaszylinder nicht grundlegend von dem im Quarzglasrohr unterscheidet, wurde ausschließlich Graphit als Tracer für die motorische Anwendung weiter untersucht. Abbildung 4-10 zeigt die Größenverteilung des verwendeten Kolloidgraphits der Firma Thielmann Graphite. Die mittlere Partikelgröße des Pulvers liegt bei $3\text{ }\mu\text{m}$. Graphitpulver mit kleinen mittleren Durchmessern sind laut Thielmann nicht erhältlich, da Graphit dann aufgrund von fehlenden Gleitebenen seine Schmiereigenschaften verlieren würde. Des Weiteren besitzt das verwendete Pulver das engste Größenstreuband, das zum Zeitpunkt der Untersuchungen kommerziell verfügbar war.

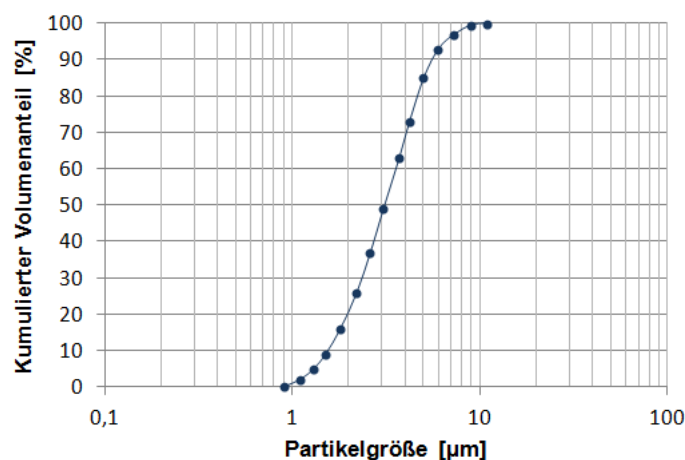


Abbildung 4-10: Größenverteilung der Graphitpartikel (Herstellerangaben Thielmann Graphite)

Um zu klären, ob der Partikelgenerator die Graphitteilchen als Primärpartikel oder Agglomerat mehrerer Primärpartikel dispergiert, wurde auf einem Spezialklebeband eine Partikelprobe aus dem den Generator verlassenden Luftstrom abgeschieden und mittels eines Rasterelektronenmikroskops analysiert. Die Untersuchungen zeigten, dass der Partikelgenerator das Graphitpulver (Abbildung 4-13) fein dispergiert und größere Agglomerate gut aufbricht. Es werden hauptsächlich Graphitprimärpartikel (Abbildung 4-11) und vereinzelt kleine Agglomerate weniger Mikrometer Größe (Abbildung 4-12) abgegeben (120). Zusätzlich zu nicht konditioniertem Pulver wurde auch Graphitpulver untersucht, das vor der Zerstäubung über Nacht bei 120°C ausgelagert wurde, um den Feuchtigkeitsgehalt des Pulvers zu reduzieren. Ein Einfluss auf die Agglomerationsneigung des Pulvers konnte dabei nicht festgestellt werden.

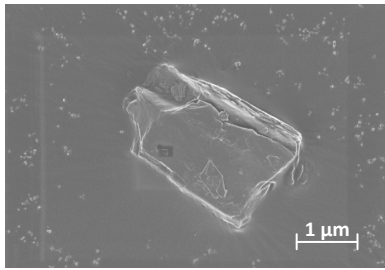


Abbildung 4-11: Graphit-Primärpartikel

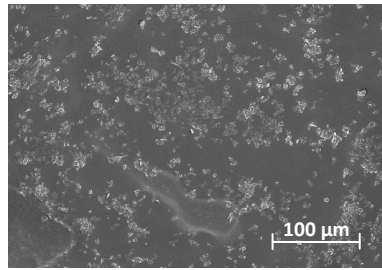


Abbildung 4-12: Dispergierte Graphitpartikel, Primärpartikel und kleine Agglomerate

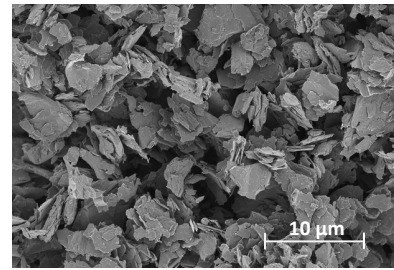


Abbildung 4-13: Undispergiertes Graphitpulver

Folgeverhalten der Graphitpartikel:

Das Folgeverhalten der Graphittracer wurde mittels Gleichung 4-3 abgeschätzt. Auch wenn die Partikel nicht, wie in Abbildung 4-11 zu sehen, von sphärischer Form sind, liefert die so ermittelte Relaxationszeit τ_p dennoch einen Anhaltspunkt, wie gut die Partikel der Strömung folgen. Die Relaxationszeit τ_p wurde unter der Annahme kleiner Reynoldszahlen ($\Phi = 1$, siehe Abschnitt 4.1.1) für drei verschiedene Kurbelwinkel $\theta = 180^\circ\text{KW}$, $\theta = 270^\circ\text{KW}$ und $\theta = 360^\circ\text{KW}$ nGOT bei einem Ladedruck von $p_L = 1,2$ bar berechnet. Der Zeitpunkt $\theta = 180^\circ\text{KW}$ nGOT stellt dabei aufgrund der geringen Temperatur und des niedrigen Drucks den kritischsten Fall. Die zur Berechnung verwendeten Stoffwerte sowie die sich ergebenden Relaxationszeiten sind in Tabelle 4-2 aufgeführt.

Tabelle 4-2: Relaxationszeit der Graphitpartikel

θ [°KW]	ρ_p [kg/m ³]	p [bar]	T [K]	ρ_f [kg/m ³]	d_p [m]	v_f [m ² /s]	Φ [-]	$\tau_p = \frac{(\rho_p - \rho_f)d_p^2}{18\rho_f v_f \Phi}$ [s]
180	$2,2 \cdot 10^3$	1,20	293	1,43	$3 \cdot 10^{-6}$	$12,73 \cdot 10^{-6}$	1	$6,04 \cdot 10^{-5}$
270	$2,2 \cdot 10^3$	3,17	387	2,85	$3 \cdot 10^{-6}$	$7,89 \cdot 10^{-6}$	1	$4,89 \cdot 10^{-5}$
360	$2,2 \cdot 10^3$	53,18	866	21,40	$3 \cdot 10^{-6}$	$1,81 \cdot 10^{-6}$	1	$2,81 \cdot 10^{-5}$

Eine Bewertung des Folgeverhaltens der Graphitpartikel erfolgte über den von Cosadia et al. (121) vorgestellten Ansatz. Dabei wird die Relaxationszeit τ_p mit vier motor- bzw. brennraumspezifischen Zeitskalen verglichen. Im Folgenden werden diese Zeitskalen kurz beschrieben. Berechnet wurden sie für die Standarddrehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$:

Engine Time Scale:

Die Engine Time Scale τ_e beschreibt das Maß der durch die zeitlich veränderlichen Randbedingungen des Motors bedingte Variation der Strömung. Sie berechnet sich als $\tau_e = \frac{S}{\bar{v}_p}$, wobei S den Kolbenhub und \bar{v}_p die mittlere Kolbengeschwindigkeit darstellen. Wie aus Tabelle 4-3 ersichtlich, ist $\tau_p \ll \tau_e$, was bedeutet, dass die Partikel diesen Strömungsänderungen gut folgen können.

Mean Swirl Turn-Over Time Scale:

Die mittlere Swirl Turn-Over Time Scale τ_s ist definiert als der Kehrruch der Winkelgeschwindigkeit ω_s der im Zylinder rotierenden Drallströmung: $\tau_s = \frac{1}{\omega_s}$. Die Winkelgeschwindigkeit wird dabei berechnet durch $\omega_s = R_s \cdot 2\pi n$, wobei R_s die Drallzahl und n die Motordrehzahl bezeichnen. R_s wurde anhand von Abbildung 8-72 gewählt. Da die in Tabelle 4-3 aufgeführten Werte von τ_s in allen Fällen ca. zwei Größenordnungen über τ_p liegen, kann davon ausgegangen werden, dass die Partikel der großskaligen Drallströmung problemlos folgen können.

Turbulent Turn-Over Time Scale:

Die Turbulent Turn-Over Time Scale τ_t ist gegeben durch $\tau_t = \frac{L}{u'}$. L bezeichnet dabei die Größe der energieenthaltenden Wirbel und u' steht für die Größenordnung der diesen Wirbeln zugehörigen Standardabweichung der Geschwindigkeit. Von Interesse sind dabei die globalen Eigenschaften der turbulenten Brennraumströmung. Nach Lumley (22) wurden deshalb bei Cosadia et al. (121) folgende Abschätzungen getroffen: $(\theta, L, u') = (180^\circ, b/6, \bar{v}_p); (270^\circ, b/6, \bar{v}_p/2); (360^\circ, p/6, \bar{v}_p/2)$. b repräsentiert dabei den Durchmesser der Zylinderbohrung, p die Tiefe der Kolbenmulde und \bar{v}_p wieder die mittlere Kolbengeschwindigkeit. Die berechneten τ_t sind in Tabelle 4-3 aufgelistet. Die sich über $S_t = \frac{\tau_p}{\tau_t}$ ergebende Stokes-Zahl S_t liegt in der Größenordnung von 1/10 und darunter. Somit sind die Partikel in der Lage, den großskaligen Fluktuationen des turbulenten Geschwindigkeitsfeldes zu folgen.

Small Eddy Turn-Over Time Scale:

Die Small Eddy Turn-Over Time Scale τ_Δ berechnet sich als $\tau_\Delta = \tau_t \left(\frac{\Delta}{L}\right)^{2/3}$. Sie bezeichnet die Turn-Over Zeitskala von kleinen Wirbeln der Größe Δ . Sie ist hier gegeben durch die Größe des PIV-Interrogationsfensters und beschreibt auch gleichzeitig die räumliche Auflösung der Messung. Sie wird im vorliegenden Fall mit $\Delta \approx 2,3$ mm angenommen. Wie aus Tabelle 4-3 ersichtlich, wurde τ_Δ nur für $\theta = 180^\circ$ KW und $\theta = 270^\circ$ KW berechnet, da die obere Annahme nur gültig ist, wenn die Wirbel der Größe Δ zum sogenannten Inertial Range der Kolmogorovschen Energiekaskade gehören (122). In beiden Fällen liegt die Stokes-Zahl $S_t = \frac{\tau_p}{\tau_\Delta}$ in der Größenordnung von 1/100. Folglich können die Partikel auch der Bewegung der kleinsten vom PIV-System auflösbaren Skalen genau folgen.

Tabelle 4-3: Partikel und Strömungszeitskalen nach (121)

	$\theta = 180^\circ \text{KW}$	$\theta = 270^\circ \text{KW}$	$\theta = 360^\circ \text{KW}$
τ_p [s]	$6,04 \cdot 10^{-5}$	$4,89 \cdot 10^{-5}$	$2,81 \cdot 10^{-5}$
τ_e [s]	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$
τ_s [s]	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$
τ_t [s]	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$7,9 \cdot 10^{-4}$
τ_Δ [s]	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	

Zusammenfassend sei somit festgestellt: Graphitpulver ist aufgrund seiner thermischen Stabilität, seiner Schmierstoffeigenschaften, seiner gesundheitlichen Unbedenklichkeit und seines Ablagerungsverhaltens an optischen Komponenten für den Einsatz in optisch zugänglichen Motoren mit hohem Verdichtungsverhältnis geeignet. Darüber hinaus lässt sich Graphitpulver mit einem mittleren Teilchendurchmesser von $3 \mu\text{m}$ in Form von Primärpartikeln dispergieren. Diese Primärpartikel sind in der Lage, der Gasströmung im Brennraum des Motors bei einer Drehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ treu zu folgen.

Außerdem sei angemerkt, dass von Buschbeck (28), aufgrund der Erkenntnisse, die in vorliegender Arbeit gewonnen wurden, für seine Strömungsmessungen an einem optisch zugänglichen Ottomotor ebenfalls Graphitracer eingesetzt wurden. Er konnte außerdem zeigen, dass sich Graphit auch für Untersuchungen im gefeuerten Motorbetrieb eignet.

5 Der Versuchsträger

Die optische Diagnostik an Verbrennungsmotoren, sei es die Untersuchung der Zylinderinnenströmung, der Gemischbildung oder auch der Verbrennung, erfordert immer einen irgendwie gearteten optischen Zugang zum Brennraum des Motors. In welcher Weise dieser realisiert wird, hängt dabei maßgeblich davon ab, welche Anforderungen das Messsystem stellt, welche Phänomene visualisiert bzw. gemessen werden sollen und letztendlich auch, welchen Aufwand man bereit ist zu investieren. So können Vorgänge im Inneren eines Voll- bzw. thermodynamischen Motors über endoskopische Zugänge analysiert werden. Dabei beschränken sich die Änderungen, die am Motor vorgenommen werden müssen, auf das Setzen von Bohrungen für die Endoskope (123) bzw. auf das Einsetzen einer Trägerplatte, die die Endoskope aufnimmt und zwischen Zylinderkopf und Kurbelgehäuse montiert wird (55). Der daraus resultierende optische Zugang ist aber erheblich eingeschränkt und die gewonnenen Aufnahmen sind in aller Regel perspektivisch verzerrt. Erfordern Untersuchungen einen großzügigeren Zugang zum Zylinderinneren, so kann dieser über Fenster in den Brennraumwänden erfolgen. Diese können entweder Teil der Laufbuchse sein (80), (111) oder auch im Zylinderkopf untergebracht werden (116). Sollen in erster Linie Ereignisse wie Einspritzung und Zündung nahe dem oberen Totpunkt betrachtet werden, so kommen bevorzugt Transparentmotoren mit 20-30mm hohen Glasringen und Kolben mit Glaseinsätzen zum Einsatz (30), (124), (125). Ist die optische Zugänglichkeit des gesamten Brennraums erforderlich, kann diese über einen transparenten Zylinder realisiert werden. Laufen die Kompressionsringe des Kolbens dabei nicht direkt auf diesem Zylinder und sind die auf ihn einwirkenden Drücke und Temperaturen niedrig, so kann dieser Zylinder in Plexiglas ausgeführt werden (126), (127). Sollen jedoch Messungen bei hohen Drehzahlen und Brennraumdrücken sowie hohen Gastemperaturen durchgeführt werden und sollen die Kolbenringe dabei direkt auf dem Zylinder ablaufen, muss die Laufbuchse aus Glas gefertigt sein. Transparentmotoren aufzubauen, die einerseits optisch uneingeschränkt zugänglich sind und andererseits unter für Dieselmotoren typischen Randbedingungen betrieben werden können, ist technisch anspruchsvoll, aufwendig und teuer. Deshalb finden sich in der Literatur auch nur wenige Beispiele solcher Motoren (102), (103), (105).

In jedem Fall verhalten sich optisch zugängliche Motoren aufgrund eines unterschiedlichen Wandwärmübergangs, eines erhöhten Blowbys oder geometrischer Modifikationen thermodynamisch anders als Vollmotoren. Außerdem ist ihr Betriebsbereich oftmals gegenüber dem von normalen Motoren eingeschränkt. So werden Transparentmotoren zum einen in der Regel nur für kurze Zeit betrieben, was es schwierig macht, ein thermisches Gleichgewicht im Motor zu erreichen, zum andern lassen sich hohe Drehzahlen und Lasten oftmals nicht (lange) realisieren. Diese thermodynamischen Unterschiede sowie die Einschränkungen des Betriebsbereichs so gering wie möglich zu halten, gleichzeitig aber einen möglichst großzügigen optischen Zugang in den Brennraum zu schaffen, ist das erklärte Ziel bei der Entwicklung von Transparentmotoren.

5.1 Optischer Zugang und Motormechanik

Um die optische Zugänglichkeit des Brennraums sowohl von der Seite als auch von unten zu gewährleisten, wurde der Motor zwischen Kurbelgehäuse und Zylinderkopf in die Länge gezogen und anstelle der ursprünglichen Zylinderlaufbuchse ein neuer Mittelteil mit optischen Komponenten eingesetzt. Der Kolben wurde dabei ebenfalls verlängert und hohl bzw. geschlitzt ausgeführt. Auf diesen Langkolben wurde der eigentliche Arbeitskolben, der über einen transparenten Kolbenboden verfügt, aufgeschraubt. Über einen im Langkolben platzierten 45°-Spiegel können so Vorgänge im Inneren des Zylinders von unten beobachtet werden (124), Abbildung 5-2. Der Versuchsträger, an dem die Strömungsuntersuchungen durchgeführt wurden, war ursprünglich für Gemischbildungs- und Verbrennungsuntersuchungen ausgelegt worden (128). Ein 25 mm hoher Quarzglasring stellte dabei den optischen Zugang von der Seite her. Dadurch war der gesamte Brennraum in einem Kurbelwinkelfenster von $\pm 41^\circ$ KW um den oberen Totpunkt herum einsehbar.

Außerhalb dieses Kurbelwinkelfensters war der untere Teil des Brennraums für optische Untersuchungen nicht zugänglich. Die Analyse der 3D-Ladungswechselsimulation eines ähnlichen Motors zeigte jedoch, dass die Drallströmung bereits kurz nach UT sich auszubilden beginnt. Um die Entstehung des Dralls verfolgen zu können, war es deshalb notwendig, den bestehenden Einzylinder-Forschungsmotor, Abbildung 5-1, grundlegend umzubauen. Der Transparentmotor besteht im Wesentlichen aus vier Baugruppen, diese werden nachfolgend genauer beschrieben. Dabei wird auch darauf eingegangen, inwiefern diese für die PIV-Untersuchungen angepasst werden mussten.

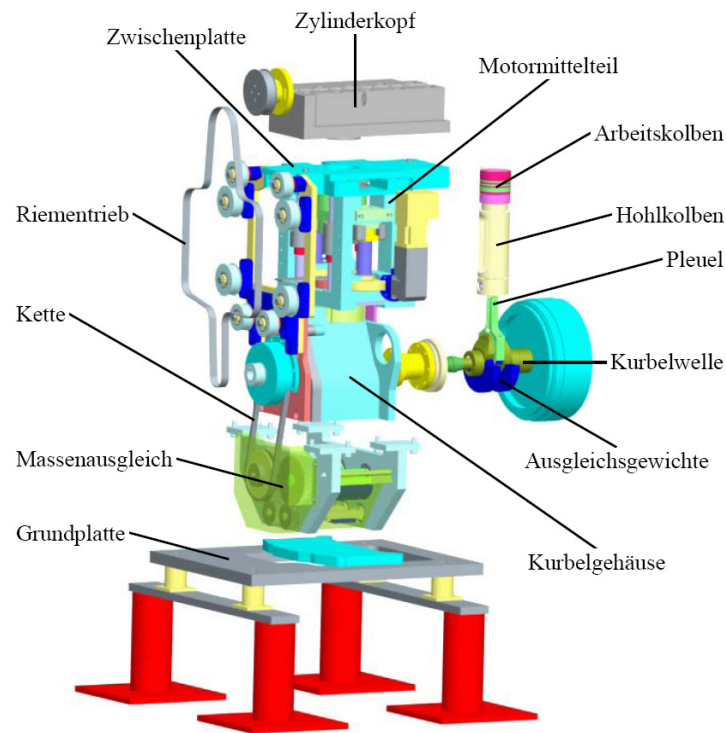


Abbildung 5-1: CAD-Modell des Einzylinder-Forschungsmotors (128)

5.1.1 Zylinderkopf

Der Zylinderkopf stammt von einem Serien-Dieselmotor mit 1,5 l Hubraum. Das Brennraumdach ist dieseltypisch eben und besitzt zwei senkrechte Ventile pro Zylinder, die von einer oben liegenden Nockenwelle ohne Phasensteller betätigt werden. Die Nocken laufen dabei direkt auf Tassenstößeln ab. Im Gegensatz zu Hydrostößeln gleichen diese das Ventilspiel nicht selbsttätig aus. Die Nockenwelle wird über einen Zahnriemen von der Kurbelwelle angetrieben. Aufgrund der zentralen Lage der Ventile muss der Injektor um 15° geneigt im Zylinderkopf verbaut werden. Die Düsen Spitze sitzt dabei 2,8 mm außerhalb der Zylindermitte. Der Durchmesser des Einlassventils beträgt 33,5 mm und der des Auslassventils 29 mm. Die Steuerzeiten der Ventile sowie deren Hub finden sich in Tabelle 5-1. Der Ansaugkanal ist als leichter Drallkanal ausgeführt. Die Durchflussbeiwerte α_K des Kanals finden sich in Abbildung 3-2. Da der Motor nur einen Einlasskanal besitzt und dieser leicht spiralförmig geformt ist, ist der Durchflussbeiwert etwas geringer als der eines vergleichbaren 4-Ventil-Motors. Das an den Zylinderkopf angegossene Plenum (siehe Ohrnberger (128), Abbildung 2-9) wurde aufgefärs und der Ansaugkanal durch ein ca. 1,5 m langes, gerades Rohr längs seiner Flucht verlängert (Abbildung 5-2). Die Modifikation des Saugrohrs wurde durchgeführt, um es den Tracerpartikeln, die am oberen Ende des Rohrs in die Ansaugluft einedüst werden, zu ermöglichen, sich über eine hinreichend lange, gerade Steckte homogen in der Ansaugluft zur verteilen. Zudem wird so vermieden, dass sich Partikel durch die starke Strömungsumlenkung im Plenum entmischen

und in Totwasserbereichen ablagern. Außerdem stellt die sich ausbildende, weitestgehend voll entwickelte Rohrströmung eine geeignete Randbedingung zur Initialisierung der CFD-Simulation von Eva Brußies (12) dar.

5.1.2 Kurbelgehäuse und Massenausgleich

Den unteren Teil des Motors bilden das Kurbelgehäuse und der damit verbundene Massenausgleich. Das Kurbelgehäuse basiert dabei auf dem eines Einzylinder-Seriendieselmotors der Firma Hatz. Die in ihm gelagerte Kurbelwelle wurde speziell für diesen Motor gefertigt. Sie realisiert einen Kolbenhub von 80,5 mm, was dem des Vierzylinder-Serienmotors entspricht (Zylinderkopf). Außerdem wurde sie für die im Transparentmotor auftretenden hohen Massenkräfte ausgelegt. Die Kurbelwelle ist über ein hochfestes Pleuel mit einem verlängerten Spezialkolben verbunden (Abbildung 5-1). Dieser Spezialkolben besitzt im unteren Bereich zwei Kolbenringe und einen Ölabstreifring, die in der Zylinderbuchse des Hatz-Kurbelgehäuses geführt werden. An das obere Ende des Spezialkolbens schließt sich der eigentliche Arbeitskolben des Motors an. Unterhalb des Kurbelgehäuses befindet sich der Massenausgleich des Motors. Aufgrund der hohen Masse des Langkolbens und der Kolbenkrone ist es besonders wichtig, die durch ihre Bewegung entstehenden Massenkräfte so gut wie möglich auszugleichen, um Vibrationen während des Motorbetriebs auf ein Minimum zu reduzieren. Zur Tilgung der Massenkräfte 1. und 2. Ordnung besitzt der Motor zweimal zwei Ausgleichswellen, die paarweise übereinander direkt unter dem Kurbelgehäuse montiert sind und jeweils gegenläufig rotieren. Das obere Paar größerer Masse dreht sich dabei mit Kurbelwellendrehzahl und kompensiert somit die Massenkräfte 1. Ordnung. Das untere, kleinere Paar läuft mit doppelter Kurbelwellendrehzahl und gleicht die Massenkräfte 2. Ordnung aus. So wird über weite Teile des Betriebsbereichs des Motors (Maximaldrehzahl Auslegung $n_{\max} = 3000 \text{ min}^{-1}$) ein praktisch vollständiger Ausgleich dieser Massenkräfte erreicht. Der daraus resultierende vibrationsarme Lauf des Motors ist Voraussetzung für die Einsetzbarkeit der PIV-Messtechnik.

5.1.3 Traversierung

Als Verbindung zwischen dem Kurbelgehäuse und dem auf einer Zwischenplatte verschraubten Zylinderkopf dient eine Art massiver Stahlkäfig. Darin ist die Traversiermechanik montiert, die ein Absenken der Motorlaufbuchse erlaubt. Sie besteht aus einer horizontalen Traverse, die die Laufbuchse des Motors aufnimmt und vertikal über vier Kugelbüchsen spielfrei geführt wird. Vertikal verfahren wird die Traverse über einen Gewindetrieb, dessen links und rechts montierte Spindeln über ein sehr kurz übersetztes Schneckengetriebe von einem Elektromotor angetrieben werden. Dadurch kann die Laufbuchse mit sehr großer Kraft gegen den Zylinderkopf gepresst werden. Diese großen Anpresskräfte sind notwendig, um den Brennraum mittels einer speziellen Papierdichtung gegen die Umgebung abzudichten.

Da für die PIV-Messungen ein erheblich größerer optischen Zugang zum Brennraum wünschenswert ist als für die zuvor an diesem Motor durchgeführten Gemischbildungs-Untersuchungen nötig war, wurde dieser Teil des Motors erheblich umkonstruiert. So ist es nach dem Umbau dieser Baugruppe möglich, die Traverse soweit abzusenken, dass sowohl der Arbeitskolben als auch der Glaszylinder des Motors innerhalb von Minuten demontiert bzw. wieder montiert werden können. Diese Funktionalität des Motors ist während der Strömungsuntersuchungen von außerordentlicher Bedeutung, da nach jeder PIV-Messung der Brennraum von den abgelagerten Partikeln sowie dem Abrieb der Kolbenringe gereinigt werden muss.

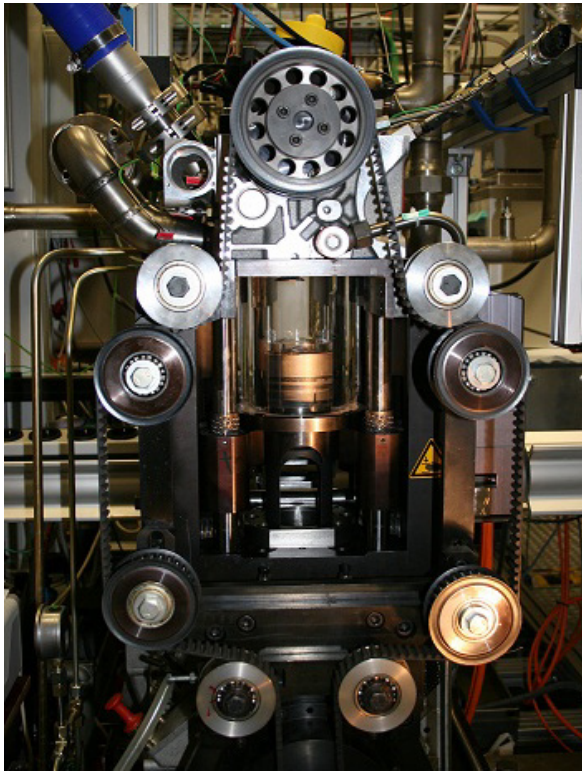


Abbildung 5-2: Optisch zugänglicher Einzylinder-Forschungsmotor mit geschlitztem Langkolben und Zylinder-Traversierung



Abbildung 5-3: Brennraum des optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotors (Quarzglaszylinder und Titankolben mit Quarzglaskolbenkrone und Graphitringen)

5.1.4 Laufbuchse und Kolben

Neben dem Zylinderkopf stellen die Laufbuchse und der Kolben die den Brennraum begrenzenden Elemente dar. Sie sind gleichzeitig die Bauteile, über die der optische Zugang ins Innere des Motors realisiert wird. Beide Elemente wurden aufgrund der von PIV an den optischen Zugang gestellten Anforderungen komplett neu ausgelegt und konstruiert. Um den Brennraum zu jedem Zeitpunkt von allen Seiten optisch zugänglich zu machen, musste die ursprüngliche, flüssigkeitsgekühlte Graugusslaufbuchse, auf der zuvor ein niedriger Glasring aufgesetzt wurde, durch einen Zylinder aus synthetischem Quarzglas ersetzt werden. Dieser Zylinder ist 174 mm hoch und besitzt einen Innendurchmesser von 76 mm. Der Glaszylinder stellt aufgrund der sehr hohen Belastung, der er ausgesetzt ist, und seiner gleichzeitig extrem geringen Schadenstoleranz eines der kritischsten Bauteile des Transparentmotors dar. Während des Motorbetriebs wird der Glaszylinder extrem beansprucht durch

- hohe Druckkräfte längs seiner Achse, die infolge des Anpressens gegen den Zylinderkopf entstehen,
- radiale Kräfte, die durch den Gasdruck im Zylinder erzeugt werden,
- Biegekräfte, die sich durch die ungleiche Gasdruckverteilung längs des Zylinders ergeben (wesentlicher Unterschied zum niedrigen Glasring),
- Querkräfte, die vom Kolben aufgebracht werden,
- thermisch induzierte Spannungen im Innern des Zylinders als Folge der schnellen Erwärmung des Zylinders durch die Kolbenringreibung und die Gastemperatur in der Kompression.

Die Glasoberfläche auf der Zylinderinnenseite wird zudem dadurch belastet, dass die Kolbenringe ungeschmiert und mit hohen Geschwindigkeiten auf ihr ablaufen.

Aufgrund des komplexen, mehrachsigen Spannungszustands, der sich aus diesen Belastungen im Glas ergibt, wurde die Festigkeitsauslegung des Glaszylinders über eine FEM-Analyse durchgeführt. Als Randbedingungen wurden dabei die Anpresskraft an den Zylinderkopf sowie ein auf 150 bar anschwellender, dynamischer Zylinderdruck vorgegeben. An beiden stirnseitigen Flächen wurde der Zylinder als fest eingespannt definiert. Erforderliche Materialwerte wurden beim Glaslieferanten erfragt. Thermisch induzierte Spannungen blieben unberücksichtigt. Außerdem wurde versucht, den Sicherheitsfaktor so zu wählen, dass er die Sprödbbruchgefahr und die Kerbspannungsempfindlichkeit des Materials mit berücksichtigt. Die durchgeführte FEM-Analyse ergab, dass die Dicke des Glaszylinders mindestens 25 mm betragen muss. Dabei ist aber anzumerken, dass bei üblichen Ladedrücken der Verdichtungsenddruck deutlich unter 150 bar liegt. Allerdings erlaubt die Auslegung des Zylinders auf diesen Druck den zu einem eventuell späteren Zeitpunkt gewünschten befeuerten Betrieb des Motors.

Um die thermische Belastung des Zylinders nicht zu groß werden zu lassen, muss die Betriebszeit des Motors abhängig von der Drehzahl eingeschränkt werden. Zwar besitzt Quarzglas einen im Vergleich zu normalem Glas um eine Größenordnung geringeren Wärmeausdehnungskoeffizienten, dennoch ist eine ungleichmäßige Erwärmung, wie sie während des Motorbetriebs auftritt, aufgrund der Materialdicke des Zylinders als kritisch einzuschätzen. Temperatur- und damit Spannungsgradienten im Glas entstehen dadurch, dass sich die Innenseite des Zylinders im Betrieb durch die Kolbenreibung rapide erwärmt, wohingegen die Außenseite des Zylinders quasi bei Umgebungstemperatur verharrt. So erreicht der Zylinder auf seiner Innenseite nach ca. zwei Minuten Schleppbetrieb bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ bereits mehr als 100°C . Die Zylinderaußenseite hingegen besitzt aufgrund der schlechten Wärmeleitfähigkeit des Materials noch immer Raumtemperatur. Die schlechte Wärmeleitfähigkeit verhindert damit auch, dass die entstehende Reibungswärme während des Motorbetriebs über eine aktive Kühlung des Zylinders von außen abgeführt werden kann. Die Betriebsdauer des Motors bleibt somit auf wenige Minuten begrenzt.

Ein nicht weniger kritisches und gleichzeitig relativ komplexes Bauteil stellt auch der Kolben des Motors dar. Er besteht aus einem Titgrundkörper, der die Kolbenringe aufnimmt, und einer Kolbenkrone aus Quarzglas, die den optischen Zugang herstellt. Die Kolbenkrone ist dabei in den Grundkörper nur eingeklebt. Der Gesamtkolben lässt sich über ein Gewinde an der Unterseite des Titankörpers und eine Überwurfmutter mit dem Langkolben fest verschrauben. Die Quarzglaskrone ragt ca. 11 mm aus dem Titankörper heraus, sodass von der Seite in die Kolbenmulde geblickt werden kann (Abbildung 5-3). Im Gegensatz zur ω -förmigen Mulde des Serienmotors besitzt der Glaskolben des Forschungsmotors eine zylindrische Mulde mit geraden Wänden und ohne Dom in ihrer Mitte. Diese sogenannte Topfmulde erlaubt einen verzerrungsfreien Blick von unten durch den Kolben in den Brennraum. Optische Verzerrungen, wie sie durch ω -Mulden auftreten, können in der Regel nur schwer ausreichend gut korrigiert bzw. herausgerechnet werden, um noch präzise PIV-Messungen zu erlauben (129). Durchmesser und Tiefe der Topfmulde wurden so gewählt, dass sie einerseits der Originalmulde möglichst nahe kommen und andererseits das Muldenvolumen dem der ω -Variante entspricht (Abbildung 5-4). Der Durchmesser der Mulde beträgt 52 mm und ihre Tiefe 9,6 mm.

Die Quarzglaskolbenkrone wird in zwei verschiedenen Varianten eingesetzt. Eine Variante besitzt eine ebene Fläche auf ihrer Unterseite, bei der anderen Variante wurde auf der Unterseite eine Linse eingeschliffen, Abbildung 5-4. Die Linse weitet den durch den Titankolben eingeschränkten Blick in den Brennraum so weit auf, dass sich der einsehbare Bereich bis an die Zylinderwand ausdehnt. Beim Einsatz der Kolbenkrone ohne Linse können Bereiche nahe der Zylinderwand, abhängig vom Abstand zwischen Kolben und Betrachtungsebene, teilweise nicht beobachtet werden.

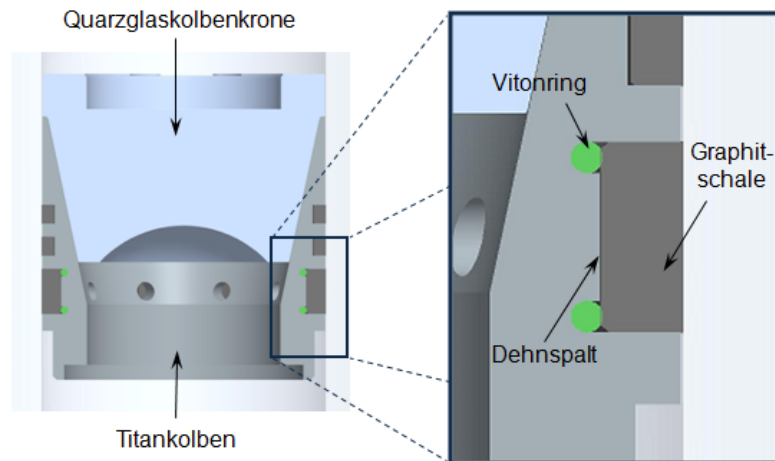


Abbildung 5-4: Arbeitskolben mit Quarzglaskolbenkrone im Schnitt, Detail: Dehnelemente (Vitonring) und Dehnsplatt

Eine Besonderheit dieses Motors ist, dass die Kolbenkrone nicht formschlüssig, z.B. über eine Überwurfmutter, mit dem Titangrundkörper verbunden wird (24), sondern lediglich in ihn eingeklebt ist. Diese Kolbenkonstruktion erlaubt es einerseits, die Einschränkung des optischen Zugangs durch den Titangrundkörper sehr klein zu halten und andererseits bietet sie die Möglichkeit, den Kolben so aufzubauen, dass die Kolbenmulde auch von der Seite einsehbar ist. Diesen Vorteilen stehen allerdings ein sehr aufwändiger Klebeprozess und die nur begrenzte mechanische und vor allem thermische Belastbarkeit der Klebung gegenüber. Beim Verkleben der beiden Bauteile über den Innenkonus des Titangrundkörpers und den Außenkonus der Quarzglaskolbenkrone (Abbildung 5-4) ist darauf zu achten, dass

- die Kolbenkrone winkelmäßig orientiert (Ventiltaschen) und weder exzentrisch noch verkippt ist,
- die Klebung absolut blasenfrei ist,
- eine gleichmäßige Klebeschichtdicke von 0,2 mm erreicht wird, da bei diesem Wert die Festigkeit des verwendeten Klebstoffs maximal ist.

Diese Punkte müssen auch nach der mehrstündigen Aushärtephase des Klebers im Ofen noch gewährleistet sein. Die Belastung der Klebefuge im Betrieb des Motors ist ganz erheblich. Kritisch ist dabei insbesondere der Gaswechsel OT, da hier kein komprimiertes Gas den Richtung Zylinderkopf gerichteten Trägheitskräften der Kolbenkrone entgegen wirkt. Die Zugkräfte, die bei hohen Motordrehzahlen dabei in der Klebefuge entstehen, können aufgrund der relativ hohen Kolbenmasse bis zu ~1,5 kN erreichen. Bedingt durch die starke Kolbenerwärmung und die unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von Titan und Quarzglas, treten zusätzlich Scherspannungen in der Klebung auf. Ihr Beitrag zur Gesamtbelastung der Klebeverbindung wurde im Zuge der Kolbenauslegung mittels FEM berechnet. Für die Suche nach einem geeigneten Klebstoff und die Validierung seiner Eigenschaften unter motorischen Bedingungen wurde eine umfangreiche Versuchsreihe durchgeführt. Mit im Fokus dieser Untersuchungen stand die Verringerung der Festigkeit der Klebung in Abhängigkeit der Temperatur. Die besten Ergebnisse lieferte dabei ein Klebstoff auf Silikonbasis, der bis ca. 180°C eine nur untergeordnete Abnahme seiner Festigkeit zeigte. Eine umfassende Dokumentation der durchgeführten Versuche sowie der Klebstoffeigenschaften ist bei Elci (130) zu finden.

Neben der Auslegung der Klebung und der Auswahl des Klebstoffes wurde außerdem ein besonderes Augenmerk auf die Gestaltung der Kolben- bzw. Führungsringe sowie auf die Wahl eines geeigneten Kolbenring-Materials gelegt. Wie die Kolbenringe eines Serienmotors müssen auch die Kolbenringe eines Transparentmotors zum einen den Kolben führen und zum anderen den Brennraum gegenüber der

Umgebung abdichten. Allerdings können die Kolbenringe eines Transparentmotors nicht wie beim Serienmotor durch Öl geschmiert und gekühlt werden, da sich dadurch Ölnebel auf den optischen Komponenten niederschlagen würde, was eine verminderte Qualität der Messungen zur Folge hätte. Da Kolbenringe aus Metall aber nicht ungeschmiert eingesetzt werden können, muss für die Kolbenringe in Transparentmotoren ein anderes Material verwendet werden. Dieses muss temperaturstabil sein und darf die Glaslaufbuchse nicht zerkratzen, während es sich in ihr auf und ab bewegt. Kolbenringe auf Graphitbasis haben sich in der Vergangenheit in Graugusslaufbuchsen bewährt. Versuche, diese Ringe auch in der Glaslaufbuchse einzusetzen, zeigten allerdings, dass sie zwar zu keiner Beschädigung des Glases führen, aber einen sehr hohen Verschleiß aufweisen. Basierend auf einer Empfehlung des Kolbenringherstellers wurde deshalb ein anderes Material verwendet, welches zwar ebenfalls auf Graphit basiert, aber tribologisch deutlich besser für den Kontakt mit Quarzglas geeignet ist (Wechsel von Carbone Lorraine JP1932 zu Carbone Lorraine JP932). Weitere Versuche zeigten, dass sich damit der Kolbenringverschleiß in der Quarzglasbuchse auf ein akzeptables Maß reduzieren lässt.

Graphit als Kolbenringmaterial stellt gerade für einen optischen Dieselmotor dabei eine bessere Wahl dar als z.B. Teflon (106), da es aufgrund der größeren thermischen Beständigkeit und des höheren Elastizitätsmoduls wesentlich belastbarer ist. Außerdem leitet Graphit die in den Kolbenringen entstehende Reibungswärme schneller an den Titankolben ab. Dieser Wärmeeintrag in den Kolben hat dessen Ausdehnung zur Folge. Da sich aber andererseits die Glaslaufbuchse bei Erwärmung praktisch kaum ausdehnt, müssen Kolben bzw. Kolbenringe so konstruiert sein, dass die Wärmedehnung kompensiert werden kann. Die zwei Kompressionsringpakete wurden deshalb geschlitzt und dreiteilig ausgeführt. Außerdem muss vermieden werden, dass es bei einer Erwärmung des Kolbens zu einer Blockbildung zwischen den unterhalb der Kompressionsringe sitzenden, zweiteiligen Führungsschalen, dem Titankolben und dem Glaszylinder kommt, da dies ansonsten aufgrund sich selbst verstärkender Effekte unweigerlich zu einer Zerstörung des Glaszylinders führen würde. Die Führungsschalen werden deshalb auf im Kolben eingelassenen Vitonringen so aufgelegt, dass zwischen Lagerschale und Titankolben ein ausreichend großer Dehnspace bleibt (Abbildung 5-4). Die progressive Federkennlinie der Vitonringe gewährleistet, dass die Schalen weiterhin ihre Führungsaufgabe übernehmen können. Die auftretenden Querkräfte sind dabei generell eher gering, da der Langkolben, wie beschrieben, noch zusätzlich im Kurbelgehäuse geführt wird. Zusätzlich kann dadurch die Wärmeausdehnung des Kolbens kompensiert werden, ohne dass zu große Kräfte in den Glaszylinder eingeleitet werden. Darüber hinaus stellen die Vitonringe die Führungsschalen bei einem etwaigen Verschleiß automatisch nach, sodass diese immer zuverlässig an der Zylinderwand anliegen.

Die konstruktive Umsetzung der hier beschriebenen Maßnahmen, die richtige Materialwahl sowie angemessene Betriebszeiten bilden die Voraussetzung für einen zuverlässigen Betrieb des Transparentmotors mit einer Glaslaufbuchse und eingeklebter Kolbenkrone. Die wichtigsten Motorparameter sind in Tabelle 5-1 zusammengefasst.

Tabelle 5-1: Motordaten

Arbeitsverfahren	4-Takt-Diesel
Ventilzahl	2
Zylinderzahl	1
Bohrung × Hub	76 mm × 80,5 mm
Hubraum	365,25 cm ³
Verdichtungsverhältnis	15,0
Quetschspalthöhe	0,8 mm
Muldendurchmesser × Höhe	52 mm × 9,6 mm
Feuersteghöhe	35 mm
Ventilsteuerzeiten Einlass öffnet Einlass schließt Auslass öffnet Auslass schließt	-5°KW nZOT 224°KW nZOT -207°KW nZOT -5°KW nZOT
Ventildurchmesser Einlass Auslass	33,5 mm 29,0 mm
Ventilhub Einlass Auslass	7,8 mm 8,1 mm
Betriebsgrenzen Maximaldrehzahl (Auslegung) Max. zulässiger Zylinderdruck	2000 min ⁻¹ (3000 min ⁻¹) 150 bar

5.2 Prüfstandsmesstechnik und Motorperipherie

Um den Forschungsmotor betreiben und für Strömungsuntersuchungen nutzen zu können, sind diverse externe Aggregate und verschiedene Prüfstandsmesssysteme notwendig. Da der Motor selbst weder über eine Kühlwasser- noch über eine Ölpumpe verfügt, erfolgt die Medienversorgung über externe Systeme. Öl- und Kühlwasserdruck bzw. Temperatur können dabei innerhalb üblicher Grenzen frei gewählt werden. So können Öl- und Kühlwassertemperatur beispielsweise für Untersuchungen bei Kaltstartbedingungen auf 6°C eingestellt werden. Bei normalen Messungen hingegen werden Öl und Kühlwasser und damit auch der Zylinderkopf auf ca. 90°C konditioniert.

Ein mit der Kurbelwelle des Motors verbundener, präzise regelbarer Vierquadrantenantrieb bietet die Möglichkeit, den Motor bei geschleppten Untersuchungen anzutreiben und ihn bei gefeuerten Untersuchungen abzubremesen. In beiden Fällen kann so eine definierte Drehzahl bzw. Last eingeregelt werden. Das vom Elektromotor aufgebrachte Antriebs- bzw. Bremsmoment wird dabei über einen Drehmomentensensor zwischen Motor und Vierquadrantenantrieb permanent gemessen.

Eine Gasmischanlage versorgt den Motor mit Arbeitsgas. Neben normaler Luft kann dem Motor auf diesem Wege auch eine beliebige Mischung aus CO_2 , Stickstoff und Sauerstoff zugeführt werden. Da der Motor keine eigene Abgasrückführung besitzt, können so im gefeuerten Betrieb dennoch beliebige Abgasrückführaten simuliert werden. Bei reinen Gemischbildungs- und Einspritzuntersuchungen wird der Motor dagegen über die Gasmischanlage mit Stickstoff beschickt, um eine Entflammung des Kraftstoffs im Brennraum zu vermeiden. Die Gasmischanlage ermöglicht es außerdem, den Motor mit bis zu 1.8 bar Saugrohrdruck aufzuladen, und das unabhängig vom verwendeten Gas. Zwischen Mischanlage und Motor befindet sich außerdem eine geregelte Heizpatrone, die es erlaubt, die Ansaugluft auf eine gewünschte Temperatur einzustellen. Um Gasmischung und Gastemperatur entlang der Saugstrecke auch bei still stehendem Motor einstellen zu können, verfügt diese über einen Bypass, der das Saugrohr des Motors kurz vor dem Zylinderkopf direkt mit dem Abgaskanal verbindet. Dieser Bypass ist insbesondere dann wichtig, wenn Untersuchungen in inerter Atmosphäre durchgeführt werden sollen, da nur so gewährleistet werden kann, dass auch während der ersten Arbeitsspiele kein Sauerstoff mit in den Brennraum gelangt. Außerdem kann der Bypass helfen, schon sehr kurze Zeit nach dem Motorhochlauf einen quasi stationären Strömungszustand entlang der Saugstrecke zu erreichen. Dabei wird der gewünschte Gasmassenstrom erst bei stehendem Motor und geöffnetem Bypassventil eingestellt. Während des Hochschleppens des Motors wird der Bypass dann geschlossen. Im Abgasstrang des Motors findet sich außerdem eine Abgasklappe, mit der der Abgasgegendruck festgelegt werden kann. Gleichzeitig kann durch diese Klappe auch die Gasdynamik des Abgassystems (propagierende Druckwellen) beeinflusst werden. Die Ansteuerung des Magnet-Injektors bei Einspritzuntersuchungen übernimmt eine frei programmierbare Laborendstufe der Firma Genotec.

Neben der Peripherie, die zum Betrieb des Motors notwendig ist, stellt die am Versuchsträger fest verbaute Messtechnik einen wichtigen Teil des Prüfstands dar. So werden alle Zustandsgrößen des Motors während seines Betriebs permanent gemessen und aufgezeichnet. Von besonderer Bedeutung sind dabei der Saugrohr- und der Abgasdruck sowie der Zylinderdruck. Niederdruckseitig befindet sich jeweils ein schneller Drucksensor im Saugrohr ca. 10 cm vor den Einlassventilen und ein Sensor im Abgaskrümmen, ebenfalls ca. 10 cm hinter den Auslassventilen. Im Saugrohr liegt, ca. 35 cm vor dem Zylinderkopf, eine weitere Druckindizierstelle. Diese Messstelle liefert Messwerte zur Initialisierung der CFD-Motorsimulation. Alle drei Niederdrucksensoren sind mit speziellen Adaptern versehen, über die sie gekühlt bzw. temperaturkonditioniert werden können. Der Zylinderdruck wird von einem in der Glühstiftbohrung des Zylinderkopfs montierten, schnellen Hochdrucksensor gemessen. Sowohl die Niederdruck- als auch die Hochdruckmessungen erfolgen mit einer Auflösung von $0,2^\circ\text{KW}$. Das Kurbelwinkelsignal liefert dabei ein optischer Drehwinkelgeber, der an der Kurbelwelle des Motors montiert ist. Gespeichert, ausgewertet und dargestellt werden die Indizierdaten über die Systeme IndiMaster und IndiCom der Firma AVL.

Zusätzlich zu diesen „schnellen Messdaten“ werden auch „langsame“ Druck- und Temperaturmessungen an verschiedenen Stellen des Saug- und Abgasrohrs, des Zylinderkopfs, der Öl- und Kühlwasserkonditionierung und der Gasmischanlage aufgezeichnet. Die dem Motor zugeführte Gasmenge wird direkt nach der Gasmischanlage über einen hochgenauen Drehkolbengaszähler (Luftuhr) gemessen. Da dieser Gaszähler nach dem Verdrängerprinzip arbeitet, führen Druckschwingungen im Saugrohr nicht wie bei Heißfilm-massenmessern zu einer Verfälschung der Messergebnisse. Ergänzt wird diese Messung der Ansaugluftmenge durch die Messung der Luftmenge, die zusätzlich über den Partikelgenerator in das Ansaugrohr gefördert wird (für eine genauere Beschreibung des Partikelgenerators siehe Abschnitt 6.1.3). Die Messung des Partikelgeneratormassenstroms erfolgt über einen Bronkhorst-Mass-Flow-Controller. Die Erfassung all dieser integralen (nicht zyklus aufgelösten) Messdaten wird während einer PIV-Messung mit ca. 0,5Hz über den Prüfstandsrechner auf Basis von LabVIEW vorgenommen.

5.3 Unterschiede zwischen Transparentmotoren und Vollmotoren

Die Integration optischer Zugänge in wesentliche Teile der Brennraumwand sowie die damit einhergehenden Anpassungen am Grundmotor führen dazu, dass sich das thermodynamische Verhalten sowie der Betriebsbereich von Transparentmotoren teilweise deutlich von dem thermodynamischer Motoren unterscheiden. Bedingt durch die hohen oszillierenden Massen und die begrenzte Belastbarkeit der optischen Komponenten können optisch zugängliche Motoren in der Regel nur im unteren bzw. mittleren Last- und Drehzahlbereich des Motorenkennfelds betrieben werden. Aufgrund der hohen Belastungen, die in einem Dieselmotor auftreten, und der sehr schnellen Erwärmung des Motors selbst im geschleppten Betrieb ist die Betriebsdauer des Transparentmotors insbesondere bei höheren Drehzahlen begrenzt. Bedingt durch die relativ kurzen Betriebszeiten lässt sich während einer PIV-Messung in der Regel auch kein thermisch stationärer Zustand im Motor erreichen. Der höhere Feuersteg sowie der bei Transparentmotoren typischerweise höhere Blowby führen im Vergleich zum Serienmotor zu einem zudem geringeren geometrischen wie auch thermodynamischen Verdichtungsverhältnis. In den nächsten Abschnitten werden diese Aspekte genauer beleuchtet.

5.3.1 Blowby

Unter Blowby versteht man Gas, das während des Kompressions- und Expansionstaktes an den Kolbenringen vorbei aus dem Brennraum des Motors strömt. Die Gasmenge, die so verloren geht, hängt dabei stark vom Motor und dessen Betriebszustand (Drehzahl, Last) ab. Allgemeingültige Aussagen zur Größe des Blowbys sind deshalb nur schwer zu machen. Nach Pischinger et al. (131) liegt der Blowby jedoch bei Serienmotoren im Mittel bei ca. 1,5% der in den Brennraum eingesaugten Gasmasse.

Da aber bei dem für die Strömungsuntersuchungen verwendeten Transparentmotor, nicht wie in Serienmotoren üblich, ölgeschmierte Kolbenringe aus Stahl, sondern trocken laufende Ringe aus Graphit zum Einsatz kommen, ist davon auszugehen, dass der hier auftretende Blowby den des Serienmotors übersteigt. Eine wenigstens ungefähre Kenntnis des Blowbys ist außerdem unabdingbar für die Initialisierung und Validierung der durchgeführten Simulation der Zylinderinnenströmung (12). Deshalb wurde im Vorfeld der Strömungsuntersuchungen der Blowby in einer Messreihe für verschiedene Betriebszustände des Motors ermittelt.

Da die Strömungsuntersuchungen ausschließlich bei geschlepptem Motor durchgeführt werden, wurden auch die Blowby-Messungen nur für den geschleppten Betrieb ermittelt. Diese Beschränkung auf Untersuchungen im nicht gefeuerten Motorbetrieb erlaubt die Bestimmung des Blowbys über eine einfache Bilanzierung der vom Motor angesaugten und von ihm wieder ausgeschobenen Luftmasse (Abbildung 5-5). Die Blowby-Masse m_{Blowby} ergibt sich also als Differenz zwischen angesaugter Luftmasse m_{in} und ausgestoßener Luftmasse m_{out} :

$$m_{\text{Blowby}} = m_{\text{in}} - m_{\text{out}} \quad (5-1)$$

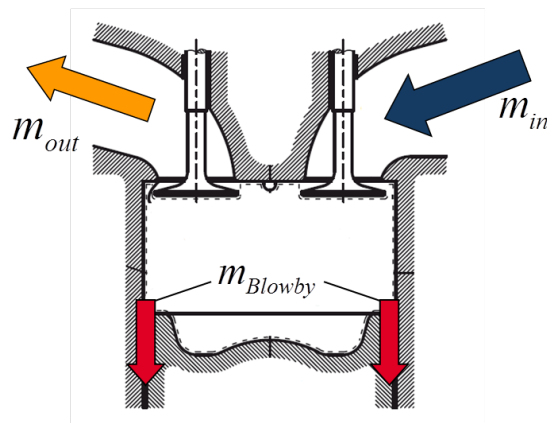


Abbildung 5-5: Massenbilanz zur Blowby Bestimmung

Für diese Bilanzierung ist somit nicht nur der Ansaugluftmassenstrom, sondern auch der Abgasmassenstrom zu messen. Deshalb wurde in einem ersten Versuch jeweils ein messbereichangepasster und kalibrierter Heißfilmmassenmesser (HFM) in Saugstrecke und Abgassystem des Motors montiert. Um die beiden Massenmesser abgleichen zu können, wurden dann, bei geöffnetem Bypassventil, über die Gasmischanlage verschiedene Massenströme eingestellt. Die in diesem Fall stationär durchströmten HFM zeigten dabei praktisch identische und plausible Messwerte. Bei anschließend durchgeführten Messungen mit geschlepptem Motor wiesen sowohl der HFM im Abgastrakt als auch der saugseitig verbaute HFM ein stark nichtlineares und tendenziell unterschiedliches Verhalten über der Motordrehzahl auf. So lieferte der Abgas-HFM bei 1000 min^{-1} beispielsweise einen gut doppelt so hohen Messwert wie der HFM in der Saugstrecke. Die Ursache dieser nichtplausiblen Messwerte liegt in der instationären Strömung, die sich im geschleppten Motorbetrieb in Saugrohr und Abgaskrümmen einstellt. Die in Ansaug- und Abgaskanal hin und her laufenden Druckwellen überqueren dabei offenbar mehrfach die Sensorelemente der HFMs und produzieren dabei enorme Messfehler. Erstaunlich ist dabei die Stärke des Effekts vor allem deshalb, da sowohl der Heißfilmmassenmesser auf der Saugseite als auch der auf der Abgasseite jeweils hinter einem Beruhigungsbehälter, mehreren Rohrbiegungen und einige Meter vom Zylinderkopf entfernt montiert waren.

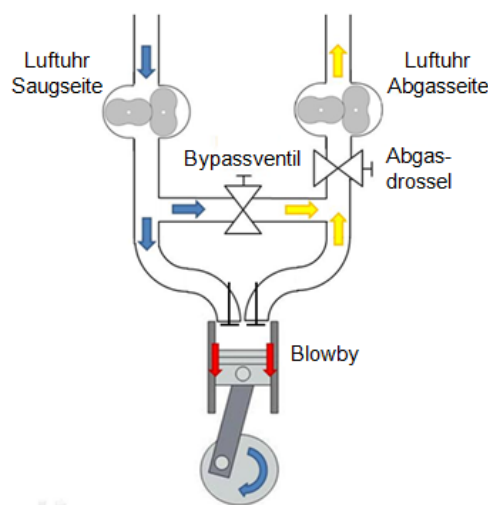


Abbildung 5-6: Prinzipskizze der Blowby-Messung

Stationäre Messungen:

Als Konsequenz wurde neben dem bereits in der Saugstrecke vorhandenen Drehkolbengaszähler ein zweiter im Abgastrakt des Motors verbaut (Abbildung 5-6). Stichversuche belegten, dass diese auf dem Verdrängerprinzip basierenden Messgeräte auch bei hohen Drehzahlen nicht von Druckschwingungen im Saug- bzw. Abgasrohr beeinflusst werden (10). Abbildung 5-7 zeigt die von den Drehkolbengaszählern im Ansaug- und Abgassystem gemessenen Luftmassen. Die Messungen erfolgten bei stationärer Durchströmung der Ansaug- bzw. Abgaskanäle über den geöffneten Bypass. Jede Messung wurde dabei über 180 Sekunden gemittelt. Die Ergebnisse machen deutlich, dass bis zu einem Massenstrom von ungefähr 25 kg/h die abgasseitige Luftuhr kontinuierlich eine um ca. 1% kleinere Luftmasse misst als die Luftuhr im Saugrohr. Diese Abweichung ist durch eine gewisse Leckage, wie sie bei den zahlreichen Rohrverschraubungen entlang des Luftpfads des Motors auftreten kann, zu erklären.

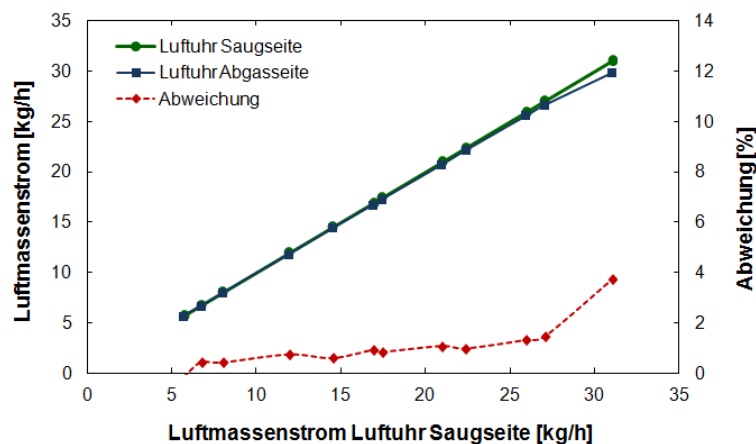


Abbildung 5-7: Vergleich des gemessenen, stationären Luftmassenstroms der saugseitigen und der abgasseitigen Luftuhr

Instationäre Messungen:

Im nächsten Schritt wurden Messungen mit geschlepptem Motor und geschlossenem Bypass durchgeführt. Dabei wurde der Blowby bei den Motordrehzahlen $n = 500, 1000, 1500$ und 2000 min^{-1} und Ladedrücken von $p_L = 1,0$ und $1,2$ sowie $1,4 \text{ bar}$ gemessen. Wie zuvor bei den stationären Messungen betrug die Messzeit je Betriebspunkt drei Minuten. Die Messungen wurden jeweils ca. eine Minute, nachdem der Betriebspunkt eingestellt war, gestartet.

Da eine 4-5 Minuten dauernde Messung bei 2000 min^{-1} und $1,4 \text{ bar}$ Ladedruck aufgrund der starken Erwärmung des System für den Transparentmotor als zu riskant eingestuft wurde und da bei den Untersuchungen primär der Einfluss der trocken laufenden Graphitkolbenringe auf den Blowby ermittelt werden sollte, wurden für diese Messungen die optischen Elemente des Motors durch Bauteile aus Metall ersetzt. So fand anstelle des Glaskolbens ein geometrisch identischer Stahlkolben Verwendung und der Glaszylinder wurde durch einen Stahlzylinder mit vernickelter Lauffläche ersetzt. Die verwendeten Kolbenringe entsprachen jedoch denen der optisch zugänglichen Motorkonfiguration. Nach jedem Messlauf wurde darauf geachtet, dass der Motor wieder seine Ausgangstemperatur erreicht hatte, bevor die nächste Messung gestartet wurde. Abbildung 5-8 zeigt die gemessenen Massenströme. Wie zu sehen ist, nimmt der Gasmassenanteil, der über die Kolbenringe verloren geht, sowohl mit der Drehzahl als auch mit dem Ladedruck zu. In Abbildung 5-9 ist der Blowby in Prozent des Ansaugmassenstroms dargestellt, der bei steigender Drehzahl überproportional mit dem Ladedruck anwächst. So verdreifacht sich bei 2000 min^{-1} der Blowby mit einer Erhöhung des Saugrohdrucks um 200 mbar . Auffallend ist der starke Anstieg ab einer

Drehzahl von $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ bei 1,4 bar Ladedruck und ab ca. $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ bei einem Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$. Das Absolutniveau des Massenverlustes scheint mit ca. 14% bei $p_L = 1,4 \text{ bar}$ und $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ relativ hoch. Bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einer Aufladung des Motors auf $p_L = 1,2 \text{ bar}$ ist der Blowby mit 4% nach Abzug des 1% Leckagemassenstroms der Saugstrecke mit dann 3% aber nur etwa doppelt so groß wie der eines Serienmotors. Für $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ liegt er sogar für alle drei Aufladestufen auf dem Niveau eines thermodynamischen Motors. Der leichte Rückgang des Blowbys von $n = 500 \text{ min}^{-1}$ nach $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ lässt sich vermutlich durch drehzahlabhängige Schwingungen des Kolbens bzw. der Kolbenringe erklären. Bemerkenswert ist auch, dass der ebenfalls in Abbildung 5-9 aufgetragene Spitzendruck im Zylinder mit der Drehzahl bis $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ steigt und dann bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ wieder fällt. Ursächlich dafür können der von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ nach $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ stark gestiegene Blowby sein und/oder eine ungünstige Saugrohrdynamik, die bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ zu einer reduzierten Füllung des Zylinders führt.

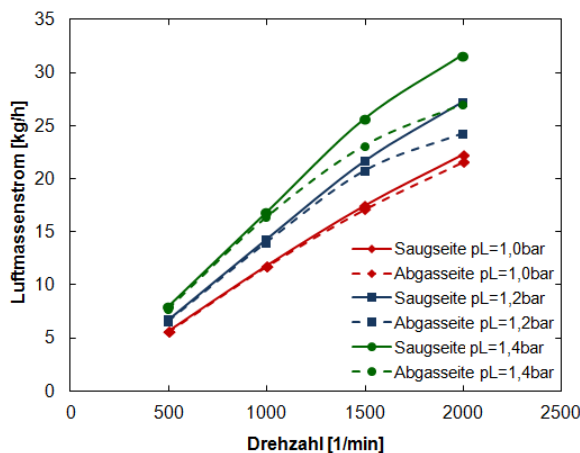


Abbildung 5-8: Luftmassenstrom in Abhängigkeit von Drehzahl und Ladedruck, gemessen auf Saug- und Abgasseite

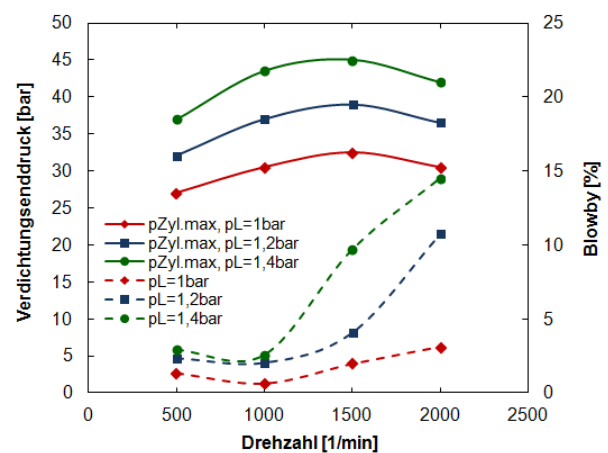


Abbildung 5-9: Verdichtungsenddruck und Blowby in Prozent in Abhängigkeit von Drehzahl und Ladedruck

In einem weiteren Schritt wurde der Motor wieder auf Glaskolben und Glaszylinder umgerüstet. In dieser Konfiguration wurden dann Blowby Messungen bei den vier Drehzahlen und einem Saugrohrdruck von $p_L = 1,0 \text{ bar}$ durchgeführt. Um eine Beschädigung des Motors zu vermeiden, folgte der einminütigen Einschwing-Phase eine ebenfalls nur einminütige Messung. Die in Abbildung 5-10 dargestellten Ergebnisse der Messung zeigen, dass der Blowby in der Glasbuchse über der Drehzahl ungefähr doppelt so hoch ist wie der in der Metallbuchse. Auffallend ist dabei die Änderung des Gradienten ab ca. $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, so verdoppelt sich der prozentuale Blowby nahezu von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ auf $n = 2000 \text{ min}^{-1}$. Unter der Annahme, der Verlust über die Kolbenringe in der Glasbuchse würde sich durch eine Erhöhung des Ladedrucks $p_L = 1,2 \text{ bar}$ ebenfalls knapp verdoppeln, ergäbe sich abzüglich der Leckage-Verluste über die Saugstrecke bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ ein Blowby von ca. 6%. Dies entspräche damit ungefähr der vierfachen Menge eines Serienmotors mit ölgeschmierten Stahl-Kolbenringen.

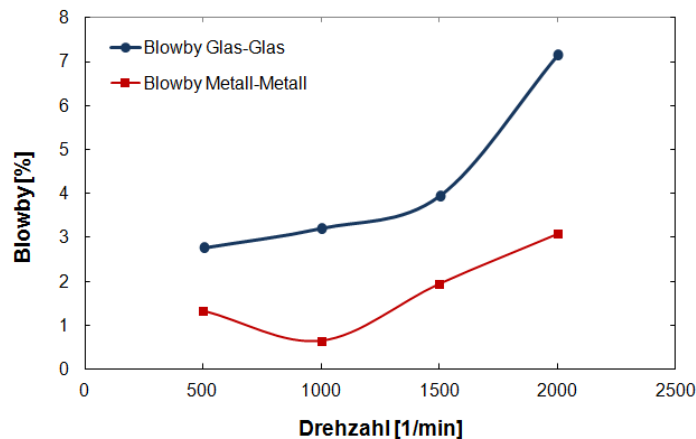


Abbildung 5-10: Vergleich Blowby beim Betrieb des Motors ($p_L = 1,0$ bar) mit Glaslaufbuchse und Glaskolben (Titangrundkörper) sowie Metalllaufbuchse und Voll-Metallkolben, Kolbenringe jeweils aus Graphit

5.3.2 Wandwärme

Die massiven Glasbauteile, die zusammen mit dem Zylinderkopf den Brennraum bilden, verändern den Wandwärmeübergang nicht nur im Vergleich zu einem Serienmotor, sondern auch im Vergleich zum bisherigen Motoraufbau mit gekühlter bzw. konditionierter Graugusslaufbuchse. So konnten vor dem Umbau des Motors die Laufbuchse und damit indirekt auch der Kolben im Vorfeld eines Versuchs auf ca. 90°C aufgeheizt werden. Dadurch war einerseits gewährleistet, dass die Bedingungen im Brennraum bei Gemischbildungs- und Verbrennungsuntersuchungen denjenigen im realen Motor möglichst nahe kommen, andererseits wird mit zunehmender Laufzeit des Motors auch entstehende Wärme an das Konditioniermedium abgegeben, sodass dadurch einer zu starken Erwärmung von Kolben und Zylinder im Betrieb vorgebeugt werden konnte. Durch die Erweiterung des optischen Zugangs des Motors ist dies nicht mehr möglich. Obwohl auch davor nicht von einem thermisch stationären Betrieb ausgegangen werden konnte, waren die während des Versuchs in Laufbuchse und Kolben gemessenen Temperaturgradienten deutlich geringer als die, die in der Vollglas-Variante auftreten.

Weisen beispielsweise die Laufbuchse und der Kolben zu Beginn der Messung eine Temperatur von ca. 25°C auf, so kann diese während einer gut zweiminütigen Messung bei 2000 min^{-1} im Extremfall auf bis zu 120°C steigen. Die den Wandwärmestrom bestimmenden Randbedingungen sind also über die Messung hinweg erheblichen Änderungen unterworfen. Außerdem hat die Erwärmung des Kolbens zur Folge, dass sich dieser ausdehnt und sich dadurch die Dichtwirkung der Kolbenringe verbessert. Konsequenz davon sind ein abnehmender Blowby und ein über die Messung ansteigender Zylinderspitzenruck.

Durch die Quarzglaslaufbuchse ergibt sich also ein über die Messung hinweg instationärer Wandwärmestrom, dessen zeitliche Entwicklung komplex ist. In der frühen Phase einer Messung dürfte sich durch die kalten Wände ein verhältnismäßig großer Wärmestrom einstellen, dagegen wird dieser am Ende der Messungen aufgrund der nun aufgeheizten Wände und des sehr geringen Wärmeleitwerts von Quarzglas deutlich geringer sein. Auch dieser Effekt trägt zu den im Laufe einer Messung steigenden Zylinderspitzenrücken bei. Da der Transparentmotor für die Strömungsuntersuchungen nicht mit einem thermodynamischen Motor gleichgestellt werden muss, wurde nicht versucht, den veränderten Wandwärmestrom z.B. durch eine Aufheizung der Ansaugluft oder einen höheren Ladedruck zu kompensieren. Wie der Wandwärmeübergang eines Transparentmotors dessen thermodynamisches Verhalten beeinflusst, wird bei Gleißner (24) ausführlich beschrieben.

5.3.3 Feuersteg

Ein weiterer wichtiger Unterschied zwischen Vollmotoren und dem Transparentmotor ist die unterschiedliche Höhe des Feuerstegs am Kolben. Die Nut für die oberen Kompressionsringe muss aufgrund des Innenkonus, der zum Einkleben der Glaskolbenkrone dient, deutlich nach unten verschoben werden, da ansonsten die verbleibende Wandstärke im Titanteil zu gering würde (Abbildung 5-4). Der Feuersteg verlängert sich dabei von ca. 12 mm des Serienkolbens auf 35 mm beim transparenten Kolben. Die damit einhergehende Verdreifachung des Feuerstegvolumens führt zu einer Verringerung des Kompressionsverhältnisses des Motors. Dem kann durch eine Verringerung der Quetschspalthöhe teilweise entgegengewirkt werden. Im vorliegenden Fall verringerte sich dadurch das Verdichtungsverhältnis ε des Serienmotors von $\varepsilon = 15,6$ auf $\varepsilon = 15,0$ beim Forschungsmotor. Das reduzierte Verdichtungsverhältnis führt im Vergleich zum Vollmotor zu geringeren Spitzendrücken und -temperaturen im Brennraum. Da aber, wie bereits erwähnt, während der Versuche keine Gleichstellung des Motors mit einem thermodynamischen Pendant erfolgt, sind diese Änderungen von untergeordneter Bedeutung.

Die normalerweise mit einer Erhöhung des Feuerstegvolumens verbundene Verschlechterung der Emissionen (bei Serienmotoren haben aufgrund von Flame-Quenching bis zu 80% der gesamten HC-Emissionen ihren Ursprung im Feuersteg (132)) ist ebenfalls unkritisch, da der Motor bei den Strömungsuntersuchungen weder befeuert noch das ausgestoßene Gas analysiert wird.

6 Die Experimente

Im Zuge dieser Arbeit wurde eine sehr große Zahl PIV-Messungen an dem in Abschnitt 5.1 beschriebenen, optisch uneingeschränkt zugänglichen 2V-Dieselmotor durchgeführt. Erstmals wurden dabei Graphitpartikel als Feststofftracer eingesetzt. In einer ersten Messreihe kam ein konventionelles PIV-System mit hoher Laserenergie und geringer zeitlicher Auflösung zum Einsatz. Nachdem so gezeigt werden konnte, dass PIV-Messungen mit Graphitpartikeln in optischen Motoren möglich sind, wurde in einer zweiten Messreihe ein High-Speed PIV-Messsystem mit wesentlich geringerer Laserenergie und sehr hoher zeitlicher Auflösung zur Messung von Strömungsfeldern im Motor eingesetzt. Messungen wurden in verschiedenen Betriebspunkten während des kompletten Ansaug- und Kompressionstaktes durchgeführt. Betrachtet wurde dabei eine Vielzahl horizontaler und vertikaler Ebenen, verteilt im gesamten Brennraum, inklusive Kolbenmulde. Zusätzlich erfolgten Testmessungen mit Kraftstoffeinspritzung.

Dieses Kapitel soll nun einen Überblick geben über die eingesetzten Messsysteme, den Versuchsaufbau, den Ablauf der Messungen sowie deren Randbedingungen, den Umfang an durchgeführten Messungen sowie die angewandten Auswertungsverfahren.

6.1 Messsysteme

In diesem Unterkapitel werden die Subsysteme, die während der konventionellen und High-Speed-PIV-Messungen eingesetzt wurden, vorgestellt und ihre Eigenschaften diskutiert. Dabei soll erläutert werden, unter welchen Randbedingungen bzw. mit welchen Einschränkungen die Messungen jeweils durchgeführt wurden. Ziel ist es, damit die Interpretation von Messergebnissen zu erleichtern und spezifische Phänomene besser erklären zu können.

6.1.1 Laser

Bei den Untersuchungen kamen zwei verschiedene Lasersysteme zum Einsatz. Für die konventionellen PIV-Messungen wurde ein Solo PIV II-15 Dual-Cavity Laser der Firma New Wave Research verwendet. Dieser blitzlampengepumpte und frequenzverdoppelte Nd:YAG Laser ist mit einer maximalen Pulsenergie von 30mJ spezifiziert. Besonderheit dieses Lasersystems ist, dass es bei Repetitionsraten von 1-15 Hz betrieben werden kann. Dies erleichtert im Vergleich zu 10 Hz-Systemen die Synchronisation des Lasers mit dem Motor ganz erheblich und eröffnet dadurch die Möglichkeit, die Anzahl der Motorzyklen zwischen zwei Aufnahmen zu reduzieren. Messungen der Pulsenergien der beiden Laserköpfe zeigten, dass Laser 2 bei gleichem Q-Switch-Delay signifikant weniger Leistung als Laser 1 abgab. Ein daraufhin durchgeführter Austausch beider Blitzlampen führte zu keiner Verbesserung (Abbildung 6-1). Während der Messungen wurden deshalb beide Laser mit unterschiedlichen Q-Switch-Delays betrieben, was eine Gleichstellung der Pulsenergie der beiden Köpfe auf ca. 25 mJ erlaubte. Getriggert wurden Flash-Lamps und Q-Switches über ein eigens dafür programmiertes Field-Programmable-Gate-Array (FPGA).

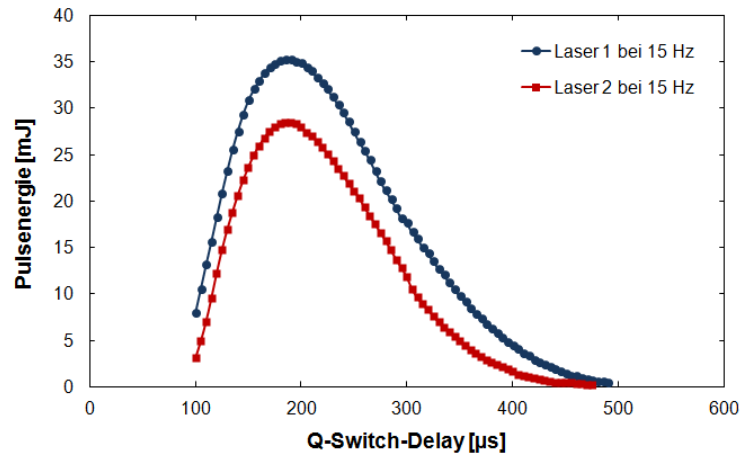


Abbildung 6-1: Leistungskurve der beiden Laser des New Wave Solo PIV II-15

Bei den High-Speed-PIV-Messungen erfolgte die Beleuchtung der Tracerteilchen durch einen dioden-gepumpten Nd:YAG-Laser der Firma Edgewave (Typ: IS6II-DE). Dieser frequenzverdoppelte Dual-Cavity Laser kann im Doppel-Puls-Modus mit Repetitionsraten von bis zu 10 kHz betrieben werden. Der Großteil der Messungen wurde jedoch bei einer Doppelpulswiederholfrequenz von 3 kHz durchgeführt. Dabei liegt die Pulsenergie beider Laser-Kavitäten bei jeweils ca. 4 mJ. Die Triggerung des Lasers wurde über eine Programmable Timing Unit (PTU) von der Firma LaVison realisiert.

In Abbildung 6-2 sind die Strahlprofile der beiden Köpfe des New Wave Lasers dargestellt (Mittelwert aus mehreren Messungen). Sie wurden in der Taille des Laserlichtschnitts, die sich bei den Strömungsuntersuchungen in der Mitte des Brennraums befand, mittels eines DataRay WinCamD CCD Beam Imager gemessen. Geformt wurde der Lichtschnitt über den in Abschnitt 6.2 beschriebenen optischen Aufbau. Das in Abbildung 6-3 dargestellte Intensitätsprofil ergibt sich bei Aktivierung beider Laser (Laserpulse zeitlich leicht versetzt). Wie zu erkennen ist, ähneln die Profile beider Laserkavitäten nur bedingt einer Gaußkurve, neben der Hauptresonanzmode sind im Randbereich beider Profile weitere Resonanzmoden höherer Ordnung zu identifizieren (94). Außerdem ist auffällig, dass die Intensitätsmaxima der beiden Profile einen Versatz von ca. 0,1 mm aufweisen. Da dieser Versatz zu Problemen bei der Kreuzkorrelation der Partikelbilder führen kann (Abschnitt 6.5), wurde versucht, ihn durch Neujustierung des Lasers zu verringern. Eine wesentliche Verbesserung ließ sich so allerdings nicht erzielen. Die Breite des Lichtschnitts beträgt ca. 0,5 mm (Abbildung 6-3).

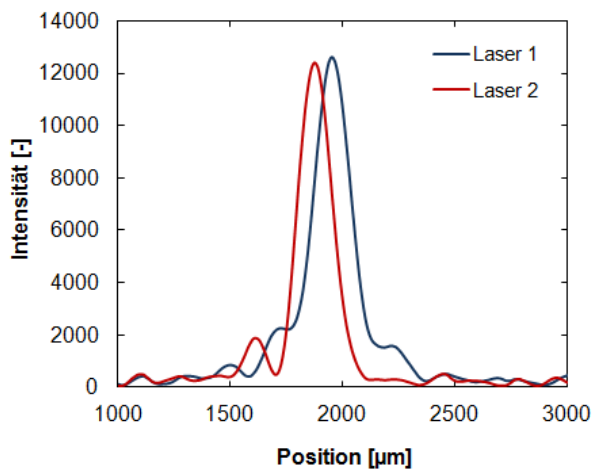


Abbildung 6-2: Strahlprofile von Laser 1 und Laser 2 des New Wave Solo PIV II-15

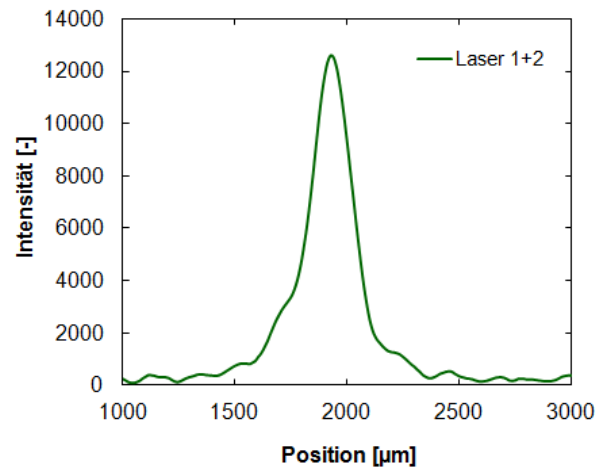


Abbildung 6-3: Summen-Strahlprofil des New Wave Solo PIV II-15

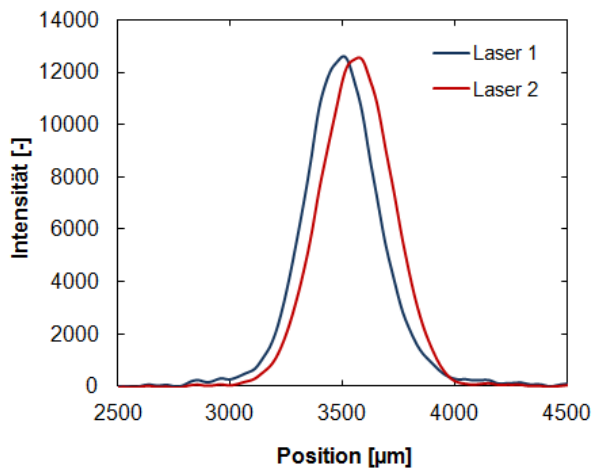


Abbildung 6-4: Strahlprofile von Laser 1 und Laser 2 des Edgewave IS6II-DE

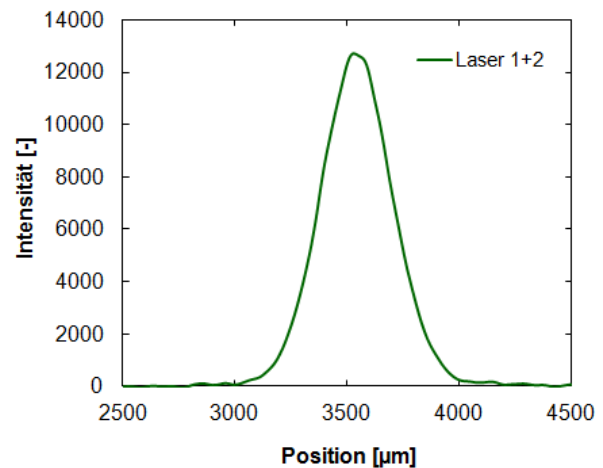


Abbildung 6-5: Summen-Strahlprofil des Edgewave IS6II-DE

Die in Abbildung 6-4 dargestellten Intensitätsprofile stammen von den beiden Lasern des Edgewave Systems. Sie zeigen keine Resonanzmoden höherer Ordnungen und ihre Form gleicht sehr stark der einer Gaußkurve (TEM_{00}) (94). Der Versatz der Intensitätsmaxima liegt im Bereich von ca. 80 µm. Die Überdeckung der beiden Strahlen ist damit deutlich besser als die des blitzlampengepumpten Lasersystems. Die Dicke des Lasersheets beträgt ca. 0,8 mm. Ein dickerer Lichtschnitt hat zur Folge, dass die Seedingdichte etwas geringer gewählt werden kann, da ein größeres Volumen beleuchtet wird und dadurch eine größere Zahl an Partikeln auf die Bildebene projiziert wird. Außerdem werden Messungen durch einen dickeren Lichtschnitt toleranter gegenüber großen Out-of-Plane Geschwindigkeiten. Durch die größere Ausdehnung des Lichtschnitts nimmt allerdings auch die räumliche Auflösung der Messung in senkrechter Richtung zur Messebene etwas ab.

6.1.2 Kamera

Die konventionellen PIV-Messungen wurden mit einer CCD Double-Frame Kamera von LaVision (Modell: Flowmaster) durchgeführt. Die Kamera besitzt einen über ein Peltier-Element aktiv gekühlten CCD-Chip mit einer maximalen Auflösung von 1280×1024 Pixel und einer Dynamik von 12 Bit. Da der Großteil der

Messungen in der Drallebene des Motors erfolgte und somit hauptsächlich ein kreisrunder Bereich (Zylinderquerschnitt) mit der Kamera aufzunehmen war, wurde die Kamera vorwiegend mit einer Auflösung von ca. 1000×1000 Pixeln betrieben. Dabei betrug die maximale (Doppel-) Bildwiederholrate knapp 4 Hz. Jeder Aufnahmevorgang der Kamera wurde über das FPGA auf Kurbelwinkelbasis individuell extern getriggert.

Während der HS-PIV-Untersuchungen kam eine FASTCAM SA1 Hochgeschwindigkeitskamera der Firma Photron zum Einsatz. Die Kamera verfügt über einen CMOS-Sensor mit einer Auflösung von 1024×1024 Pixeln und einer Dynamik von 12 Bit. Die Pixel sind dabei mit einer Kantenlänge von $20 \mu\text{m}$ relativ groß und somit sehr empfindlich. Um beim Referenzbetriebspunkt bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ eine zeitliche Auflösung von 3°KW realisieren zu können, muss die Kamera mit einer Framingrate (Doppelframe) von 3 kHz arbeiten. Bei dieser Bildfrequenz reduziert sich die Auflösung auf 960×960 Pixel. Außerdem können bei dieser Bildwiederholrate die einzelnen Doppelbilder nicht mehr individuell extern getriggert werden, weshalb die Kamera, gesteuert von einem internen Trigger, Bilder mit immer demselben zeitlichen Bildabstand aufnimmt. Um die Bilder dennoch einem Kurbelwinkel zuordnen zu können, wird dieser aufgezeichnet und mit in die Bilddatei geschrieben. Bedingt durch den hohen Datenstrom, den die Kamera generiert, müssen die Bilder während der Aufzeichnung direkt in einen in die Kamera integrierten Speicher mit hoher Bandbreite geschrieben werden. Im Fall der verwendeten SA1 lag die Größe dieses Speichers bei 16 GB. Bei der genannten Auflösung können darin ca. 9500 Bilder gespeichert werden. Daraus ergibt sich eine mögliche Aufnahmedauer von knapp zwei Sekunden. Ausgelesen wird dieser Speicher über eine RJ45 Netzwerkschnittstelle. Die Übertragung der Bilddaten nach einer Messung auf die Festplatte des Messrechners dauert ca. 15–20 Minuten.

6.1.3 Partikelgenerator

Das Dispergieren feiner Pulver ist schwieriger als die Generierung kleiner Tracertröpfchen aus Flüssigkeiten. Deshalb gibt es auch verschiedenste Typen von Feststoffpartikelgeneratoren, die auf sehr unterschiedlichen Funktionsprinzipien basieren. Die weitverbreitetsten sind dabei sogenannte Fluidized-Bed- und Bürstengeneratoren. Beim Fluidized-Bed-Konzept wird das auf einer porösen Platte liegende Pulver durch Luft, die durch die Platte hindurch strömt, aufgewirbelt. Die einzelnen Partikel werden so voneinander separiert. Einem Bürstengenerator wird das sich in einem Zylinder befindliche Pulver über einen Kolben einer rotierenden Bürste zugeführt. Die Borsten der Bürste nehmen dabei Partikel auf. Die mit Partikeln beladenen Borsten rotieren dann an einer Druckluftdüse vorbei. Die vorbeiströmende Luft reißt die Partikel fein verteilt mit sich.

In dieser Arbeit wurde zum Seeden der Ansaugluft ein Dispergierer der Firma SCITEK Consultants eingesetzt. Er zeichnet sich durch seine Druckfestigkeit von 20 bar aus (Abbildung 6-6). Sein Funktionsprinzip basiert allerdings nicht auf dem oben beschriebenen Konzept. In diesem Gerät wird das Seeding-Pulver in eine Metalltrommel gefüllt. Diese Trommel besitzt an ihrem Umfang eine Öffnung. Sie rotiert, von einem Elektromotor angetrieben, horizontal in einer Stahlröhre. Direkt unter der Trommel sind in der Röhre sechs kleine Düsen platziert, aus denen Druckluft mit hoher Geschwindigkeit austritt. Durch die Drehung der Trommel wird Tracerpulver abgegeben, wenn die Öffnung an ihrem Umfang nach unten zeigt. Das Pulver fällt dabei direkt auf die Luftstrahlen und wird von ihnen mitgerissen. Da sich im Bereich der Düsen eine starke Scherströmung ausbildet, werden laut Hersteller (133) agglomerierte Partikel in dieser Strömung zu Primärpartikeln aufgebrochen. Die so mit Primärpartikeln geseedete Luft verlässt den Partikelgenerator dann auf der in Strömungsrichtung gelegenen Stirnseite des Stahlrohrs, oberhalb der Lagerstelle der Trommel (Abbildung 6-7). Die Regelung der Partikeldichte soll dabei eigentlich über die Drehzahl der Partikeltrommel erfolgen. Bereits während der Vorversuche am Transparentrohr zeigte sich allerdings, dass der Luftmassenstrom durch den Partikelgenerator und somit auch durch die Düsen unterhalb der Trommel eine weitaus effektivere Regelgröße darstellt, da so Partikel aktiv aus der Trommel gesaugt werden können.

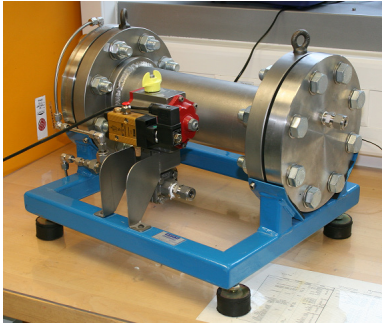


Abbildung 6-6: SCITEK
Partikelgenerator

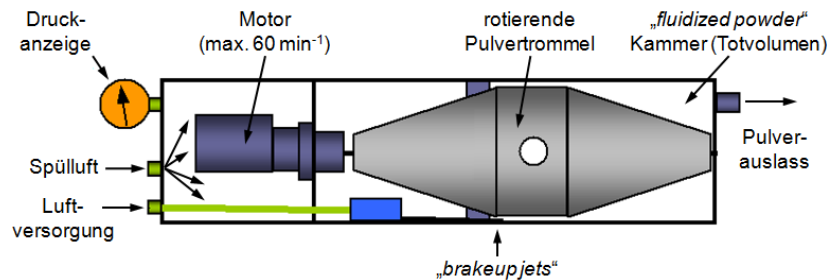


Abbildung 6-7: Funktionsprinzip Partikelgenerator (Quelle: SCITEK
Consultants Operating Manual)

Neben dieser Erkenntnis wurden auch weitere Schwächen des Dispergierers offensichtlich. So ist die Partikelförderung durch das eine, relativ große Loch am Trommelumfang diskontinuierlich. Versucht man den Partikelgenerator auf eine geringe Partikeldichte einzustellen, dreht sich die Pulvertrommel nur noch mit ca. 8 Umdrehungen pro Minute. Das bedeutet, die Öffnung der Trommel kommt nur alle 7,5 Sekunden an den Düsen vorbei und gibt Tracerpartikel an die ausströmende Luft ab. Da sich zwischen Partikelgenerator und Saugrohr bzw. Zylinderkopf keine großen Puffervolumen befinden, führt diese schubweise Partikelförderung zu einer sich permanent ändernden Partikeldichte der Ansaugluft. In der Folge können sich dadurch einerseits Motorzyklen ergeben, in denen die Seedingdichte viel zu hoch ist, und andererseits kann es auch zu Motorzyklen kommen, in denen sich kaum Partikel im Brennraum befinden.

Um dieses Problem zu beheben, wurde eine neue, mehrteilige Pulvertrommel konstruiert (Abbildung 6-8). Diese Trommel besteht aus zwei hohlkegelförmigen Hälften, die über einen Ring miteinander verbunden werden. Der Ring weist eine Vielzahl kleiner Löcher auf, die gleichmäßig über den Umfang verteilt sind. Durch die große Zahl an Öffnungen wird eine quasi konstante Partikelförderung aus der rotierenden Trommel erreicht. Vorteil dieses modularen Aufbaus ist, dass sich der Ring leicht austauschen lässt und damit die Anzahl der Löcher bzw. deren Durchmesser an die Erfordernisse der zu seedenden Gasströmung angepasst werden können. Durch die mehrteilige Gestaltung der Trommel wird auch ihr Befüllen, im Vergleich zur Originaltrommel mit nur einer sehr kleinen Befüllöffnung, erheblich vereinfacht und beschleunigt.

Ein weiteres Problem ergab sich durch die Gestaltung der Abströmseite des Partikelgenerators. Bedingt dadurch, dass die partikelgeseedete Luft den Dispergierer auf der Oberseite des Stahlrohrs verlässt, ergibt sich auf der unteren Seite, direkt in Verlängerung der Düsen, ein großes, kaum durchströmtes Totvolumen (siehe Abbildung 6-7). Im Betrieb des Partikelgenerators lagerten sich in diesem Bereich große Mengen an Graphitpulver ab. Auch die an die originale Pulvertrommel angeschweißten Paddel sorgen nicht dafür, dass dieses Pulver zurück in die Hauptströmung gelangt. Die Pulvermenge, die sich in diesem Totvolumen ansammelt, kann dabei mehr als die Hälfte der ursprünglichen Trommelfüllung ausmachen. In einem ersten Schritt wurde versucht, dieses Problem zu beheben, indem die Flansche, die das Stahlrohr verschließen, so gedreht wurden, dass die geseedete Luft auf der Röhrenunterseite, also in der Flucht zu den Düsen unter der Trommel, abgeströmt wird. Die sich dadurch ergebenden Verbesserungen erwiesen sich allerdings als unzureichend. Deshalb wurde in einem zweiten Schritt ein Verdrängerkörper konstruiert, der den Bereich des Totvolumens vollständig ausfüllt. Dieser Körper besitzt einen zentrischen Innenkonus für die Pulvertrommel und einen weiteren, exzentrischen Innenkonus auf seiner Unterseite, der eine aerodynamisch günstige Zuführung der partikelbeladenen Luft zur Ausströmöffnung gewährleistet (Abbildung 6-8).

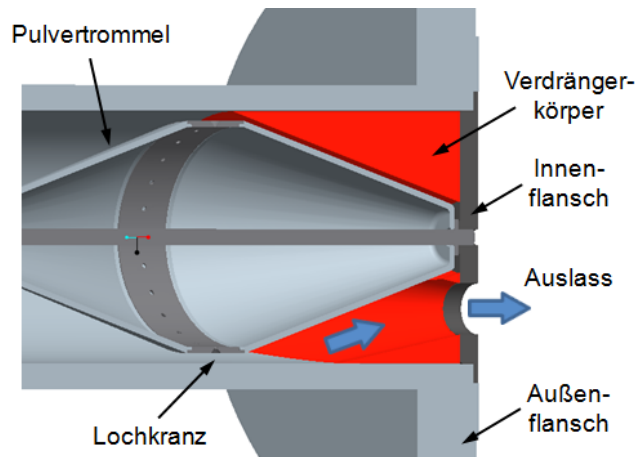


Abbildung 6-8: Modifizierter Partikelgeneratöraufbau mit Verdrängerkörper und neuem Lochkranz

Diese am Partikelgenerator vorgenommenen Modifikationen führten dazu, dass sich über ihn die Zudosierung von Partikeln in den vom Motor angesaugten Luftstrom so genau regeln lässt, dass die in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Anforderungen an die Partikeldichte erfüllt werden können. Das Einregeln der richtigen Partikeldichte blieb aber ein schwieriger Vorgang, da der Partikelgenerator nach der neuen Befüllung ein ausgeprägtes Driftverhalten über der Betriebsdauer zeigte. So sank die Partikeldichte im Gasstrom bei konstanter Trommeldrehzahl signifikant über der Betriebszeit. Ein manuelles Nachregeln der Einstellgrößen des Dispergierers war deshalb permanent erforderlich. Mit einer Trommelfüllung konnten dabei im Schnitt ungefähr zehn Versuche durchgeführt werden.

Das Einregeln einer konstanten Luftmenge, die den Partikelgenerator im Betrieb durchströmt, wird von einem Bronkhorst Mass-Flow-Controller übernommen. Dieser bietet den Vorteil, dass durch die Vorgabe des Massenstroms Effekte, die sich durch eine Änderung des Ladedrucks zwischen Betriebspunkten ergeben, automatisch vom Controller kompensiert werden. Außerdem kann über den Mass-Flow-Controller genau ermittelt werden, wie viel Luft dem Motor, zusätzlich zur eigentlichen Ansaugluft, tatsächlich über den Partikelgenerator zugeführt wurde.

Zusammenfassend sei festgehalten, dass ein geeigneter Partikelgenerator eine Schlüsselkomponente für erfolgreiche PIV-Messungen mit Feststoffpartikeln in Motoren darstellt. Der hier eingesetzte Dispergierer ließ sich erst nach einigen Modifikation zum Seeden der Ansaugluft verwenden. Außerdem war sehr viel Erfahrung im Umgang mit dem Generator und dessen Verhalten erforderlich, um bei Messungen gleich beim ersten Versuch die richtige Partikeldichte zu erreichen. Während der PIV-Messungen am Motor ergab sich für kurze Zeit die Möglichkeit, einen Bürsten-Pulverdispergierer der Firma Palas (Modell RGB 1000) zu testen. Dieser Partikelgenerator zeigte dabei sofort ein gutes Regel- und Dispergierverhalten¹. Er scheint deshalb für den Einsatz an Motoren besser geeignet zu sein als der oben beschriebene Trommeldispergierer (28).

6.1.4 Datenverarbeitung und Vektorberechnung

Einen entscheidenden Teil der Strömungsfeldmessungen mittels PIV stellt die Datenauswertung dar. Sie umfasst dabei das Preprocessing der Daten, die Kreuzkorrelation zur Vektorfeldberechnung sowie das Postprocessing der Vektorfelder. Die Methodik, nach der dabei vorgegangen wird, unterscheidet sich aufgrund unterschiedlicher Randbedingungen der Messung, Datenstrukturen sowie Umfang der Messdaten

¹ Die vom Bürstengenerator abgegebenen Partikel wurden ebenfalls einer raster-elektronenmikroskopischen Analyse unterzogen. Diese zeigte, dass selbst wenn das Graphitpulver im Reservoir des Dispergierers leicht verdichtet wurde, die emittierten Partikel sich kaum von denen des vom SCITEK-Generator zerstäubten unterscheiden.

bei der Verarbeitung von konventionellen PIV-Messdaten und der von HS-PIV-Messdaten. Dieser Abschnitt soll für beide Fälle einen Überblick geben, wie die Bilddaten verarbeitet und korreliert wurden. Sämtliche Auswertungen erfolgen mit der PIV-Software DaVis 7.2 von LaVision.

Preprocessing konventioneller PIV-Daten:

Bei konventionellen PIV-Messungen wird in jedem x -ten Motorzyklus jeweils ein Doppelbild aufgenommen. Da die Bilder zu phasengleichen Zeitpunkten aufgenommen werden, befindet sich der Kolben bei der Messung stets in der gleichen Position. Somit ist auf allen Doppelbildern immer derselbe Brennraum-ausschnitt zu sehen, unabhängig davon, ob nun eine vertikale oder horizontale Messebene betrachtet wird. Auch eventuell vorhandene Reflexe befinden sich immer an derselben Stelle. Auf allen Bildern einer Serie sollte außerdem auch die Partikeldichte ungefähr konstant sein. Die Bilddateien werden vom Messsystem in Form von chronologisch geordneten Einzeldateien ausgegeben, die in einem Ordner abgelegt sind.

Hintergrundabzug

Auf vielen Partikelbildern finden sich Hintergrundstrukturen. In der Drallebene nahe des Zylinderkopfs sind beispielsweise in der Regel der Zylinderkopf und die Ventile zu sehen (Abbildung 6-21). In vertikalen Messebenen lassen sich in vielen Fällen Lichtreflexe an der Zylinderwand erkennen (Abbildung 6-24). Insofern ist es sinnvoll, vor der Kreuzkorrelation jeweils ein Hintergrundbild von den Messbildern abziehen. Hintergrundstrukturen bzw. Reflexe sind bei der Korrelation problematisch, da sie Intensitätsstrukturen darstellen, die sich auf beiden Frames an der gleichen Stelle befinden. Dies führt dazu, dass der Auswertealgorithmus fälschlicherweise eine Geschwindigkeit von null ermittelt. Da aber das Streulicht der Partikel selbst den Bildhintergrund mit beleuchtet bzw. Reflexe intensiviert, kann nicht einfach ein Hintergrundbild, das nur mit Beleuchtung durch den Laser, aber ohne Partikel im Brennraum aufgenommen wurde, von den Doppelbildern abgezogen werden. In diesem Fall wären ansonsten weiterhin Hintergrundstrukturen erkennbar. Aus diesem Grund wurde anstelle eines partikkellosen Hintergrunds das über die Serien an Partikelbildern gemittelte Bild vom individuellen Partikelbild abgezogen. Da Hintergrundstrukturen und Reflexe in jedem Partikelbild präsent sind, sind diese auch Teil des Mittelbilds. Einzelne Partikel, die in jedem Zyklus zufällig verteilt sind, führen bei normaler Partikeldichte jedoch lediglich zu einem leichten Grauschleier im Mittelbild. Wird ein solches Mittelbild von den Messbildern abgezogen, verschwindet der Hintergrund, wohingegen die einzelnen Partikel lediglich geringfügig in ihrer Intensität reduziert werden. In Abbildung 0-7 im Anhang ist dieser Effekt beispielhaft dargestellt.

Maskierung

Nach dem Hintergrundabzug folgt als nächster Schritt die Maskierung nicht relevanter Bereiche der Partikelbilder. Die Maskierung verhindert, dass bei der Korrelation bedeutungslose Vektoren außerhalb des Brennraums berechnet werden. Die Beschränkung der Auswertung auf den Zylinder sorgt auch für eine Beschleunigung der Vektorfeldberechnung. Weil sich die Abbildung des Brennraums bei jeder Messung infolge der Kamera-Neuaustrichtung an einer geringfügig anderen Stelle des CCD-Chips befindet, muss für jeden Bildsatz eine neue Maske manuell erstellt werden.

Kalibrieren und Entzerren

Dem Ziel der PIV-Untersuchungen folgend, quantitativ Strömungsgeschwindigkeiten im Inneren des Brennraums zu messen, muss jedem Partikelbild ein Größenmaßstab zugeordnet werden. Ein weiteres Problem beruht darin, dass es bei Aufnahmen in einer Drallebene durch die Linse im Kolben zu einer sogenannten Kissenverzerrung des Bildes kommt (Abbildung 6-9). Bei Aufnahme einer vertikalen Messebene ergeben sich durch den Glaszylinder andere Verzerrungen, insbesondere in der Nähe der Wand (Abbildung 6-10) (134), (105). Um eine Verfälschung der Vektorfelder zu vermeiden, müssen diese Verzerrungen ebenfalls korrigiert werden. Die Bildentzerrung erfolgte zusammen mit der Größenkalibrierung direkt in DaVis. Voraussetzung für diesen Schritt sind Kalibrierbilder, die ein definiertes Muster

zeigen und anhand derer die Verzerrungen vor der Korrektur ermittelt werden können. Bei der Aufnahme dieser Kalibrierbilder für Messungen in einer horizontalen Ebene sind zwei Bedingungen zu beachten: Erstens sollte das Kalibriermuster direkt in der Ebene des Lichtschnitts platziert werden und zweitens muss sich der Kolben mit Aufweitlinse in der Position befinden, die er auch während des Motorbetriebs zum Zeitpunkt der Messung inne hätte (Abbildung 6-9). Somit besteht die Notwendigkeit, für jede Messung ein eigenes Kalibrierbild aufzunehmen, was einen hohen Zeitaufwand erfordert.

Die Aufnahme von Kalibrierbildern für Messungen in einer vertikalen Ebene ist nicht minder aufwändig, da dabei das Kalibriertarget vertikal im Zylinder platziert werden muss. Da aber der Glaszylinder über die Traversierung nicht so weit abzusenken ist, dass ein Kalibriertarget in einem Stück in den Zylinder gestellt werden kann, muss das Muster aus mehreren, steckbaren Elementen Stück für Stück aufgebaut werden (Abbildung 6-10). Bei vertikalen Messungen wird immer die Position der Kamera der Position des Kolbens zum Messzeitpunkt angepasst, weshalb auch in diesem Fall für jede Messung ein separates Kalibrierbild aufgenommen werden muss.

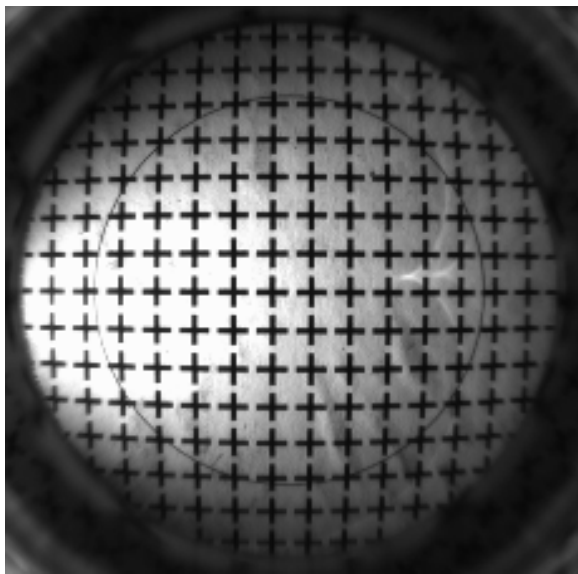


Abbildung 6-9: Kalibriermuster für Messungen in horizontalen Ebenen, hier mit Kissenverzerrung durch Glaskolbenkrone mit eingeschliffener Linse

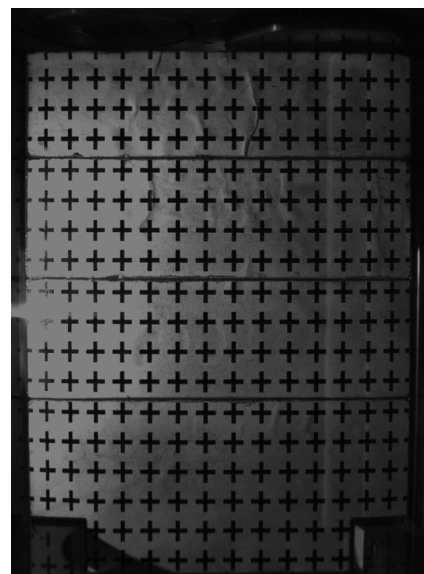


Abbildung 6-10: Kalibriermuster für Messungen in vertikalen Ebenen, hier mit Zylinderverzerrung durch Glaszylinder (oben rechts: Einlassventil; unten: Mulde der Glaskolbenkrone)

Zuschneiden und Zentrieren

Wenn die Kamera für jede Messung neu positioniert und justiert wird, hat das zur Folge, dass der Brennraum durchgängig auf einem etwas anderen Bereich des CCD-Chips abgebildet wird. Deshalb werden alle Partikelbilder nach dem Entzerren einheitlich zugeschnitten und erhalten außerdem ein identisches Koordinatensystem zugewiesen. Dazu wird über einen eigens dafür programmierten Algorithmus automatisch der Brennraum auf dem Bild identifiziert und auf ein neues, passgenaueres Frame kopiert. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich dabei im Mittelpunkt des Bilds und somit auch im Mittelpunkt des Zylinders.

Größennormierung

Die sich durch das Zuschneiden und Zentrieren ergebenden Frames besitzen typischerweise Kantenlängen im Bereich von 990 bis 1010 Pixeln und bilden außerdem alle den gesamten Brennraum ab. Um nach der Kreuzkorrelation Vektorfelder mit gleicher Größe und Vektorverteilung zu erhalten, werden die Partikel-

bilder deshalb auf eine einheitliche Größe normiert und auf 1000×1000 Pixel umskaliert. Den nächsten Schritt bildet die Kreuzkorrelation.

Automatisierung der Auswertung

Aufgrund der Vielzahl an verschiedenen Messungen wurden die einzelnen Schritte des Preprocessings programmtechnisch so gestaltet, dass eine automatisierte Abarbeitung erfolgen kann. Eine einheitliche Nomenklatur und Datenstruktur sowie zwischengeschobene Prozesse, die Masken und Kalibrierwerte im Arbeitsverzeichnis austauschen, erlaubten außerdem, über eigens dafür in DaVis programmierte Routinen, eine automatisierte Auswertung der Partikelbilder über verschiedene Messungen hinweg. Das Abarbeiten der genannten Prozessschritte sowie die Vektorkorrelation der Bilder nahmen dabei für eine Messung auf einem Auswerterechner mit vier Prozessorkernen mehrere Stunden in Anspruch.

Preprocessing von HS-PIV-Daten:

Bei High-Speed-PIV-Messungen wird jeweils eine Zeitreihe von Doppelbildern in aufeinander folgenden Motorzyklen aufgenommen. Der Aufnahmezeitpunkt der einzelnen Bilder innerhalb eines Zyklus oder vielmehr einer Reihe ist dabei mit dem der entsprechenden Bilder einer anderen Reihe identisch. So entspricht beispielsweise die Kolbenposition bei Bild 23 der 5. Reihe der des Bilds 23 der 27. Reihe. Entsprechend strukturiert werden die Bilder auch vom Messsystem ausgegeben. So sind die Bilder eines Zyklus in einem Ordner zusammengefasst; die Ordner aller jeweiligen Zyklen liegen dabei chronologisch sortiert in einem Messverzeichnis. Aufgrund des sich während der Messung bewegenden Kolbens verändert sich zwischen den Bildern einer Reihe die Form des Brennraums. So bewegt sich der Kolben auf Bildern, aufgenommen in einer vertikalen Messebene, auf und ab. Bei Bildern der Drallebene verändert sich der Durchmesser des einsehbaren Brennraumbereichs, da bei High-Speed-Messungen ein Kolben ohne eingeschliffene Linse verwendet werden muss. Aus den in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Gründen steigt außerdem die Partikeldichte von den ersten zu den letzten Bildern signifikant an, Abbildung 4-5.

Hintergrundabzug und Filterung

Auch auf High-Speed-Partikelaufnahmen sind teilweise Hintergrundstrukturen und Reflexe zu erkennen, allerdings sind diese aufgrund der niedrigeren Energie und des besseren Strahlprofils des Lasers deutlich weniger intensiv als die, die während der konventionellen PIV-Untersuchungen auftraten. Ein Hintergrundabzug nach dem oben beschriebenen Schema ist bei HS-Daten schwierig, da die Partikeldichte auf Aufnahmen aus dem späten Kompressionstakt sehr hoch ist. Abbildung 4-5 b) legt nahe, dass im Mittelbild die Intensität eines Pixels im Brennraum nur wenig unter der eines instantanen Partikelbilds liegt. Durch den Abzug eines solchen Mittelbilds würden somit die Partikel auf dem Doppelbild praktisch verschwinden und eine Korrelation der Aufnahmen damit unmöglich machen. Die Berechnung eines Mittelbildes wäre außerdem im Falle der HS-Messdaten sehr aufwändig, da die Bilder dazu zuvor, entsprechend ihrer Phase, umsortiert werden müssten. Allein diese Umorganisation der Daten dauert auf einem normalen Rechner mehrere Stunden. Aus diesen Gründen wurde bei der Verarbeitung der High-Speed-Messdaten kein Hintergrundabzug durchgeführt. Bei Messungen in vertikalen Schnittebenen, bei denen die Bildqualität stark durch Reflexe an der Zylinderwand beeinträchtigt wurde, zeigte sich jedoch, dass eine Kontrasterhöhung der Bilder durch eine sogenannte Min-Max-Filterung die Bildkorrelation verbesserte. Die Min-Max-Filterung ist eine Methode zur Normierung des Bildkontrastes. Der dabei eingesetzte nichtlineare Filter ermittelt die obere und untere Einhüllende der lokalen Bildintensität, zieht dann die untere Einhüllende ab und normiert anschließend die lokale Bildintensität unter Berücksichtigung des Unterschiedes zwischen oberer und unterer Einhüllenden so, dass diese den Dynamikbereich des Bildes ausnutzt. Eine detaillierte und sehr anschauliche Erklärung dieses Filters findet sich bei Adrian und Westerweel (94). Das Ergebnis der Anwendung dieses Filters auf ein Partikelbild, aufgenommen in einer vertikalen Messebene, zeigt Abbildung 6-11.

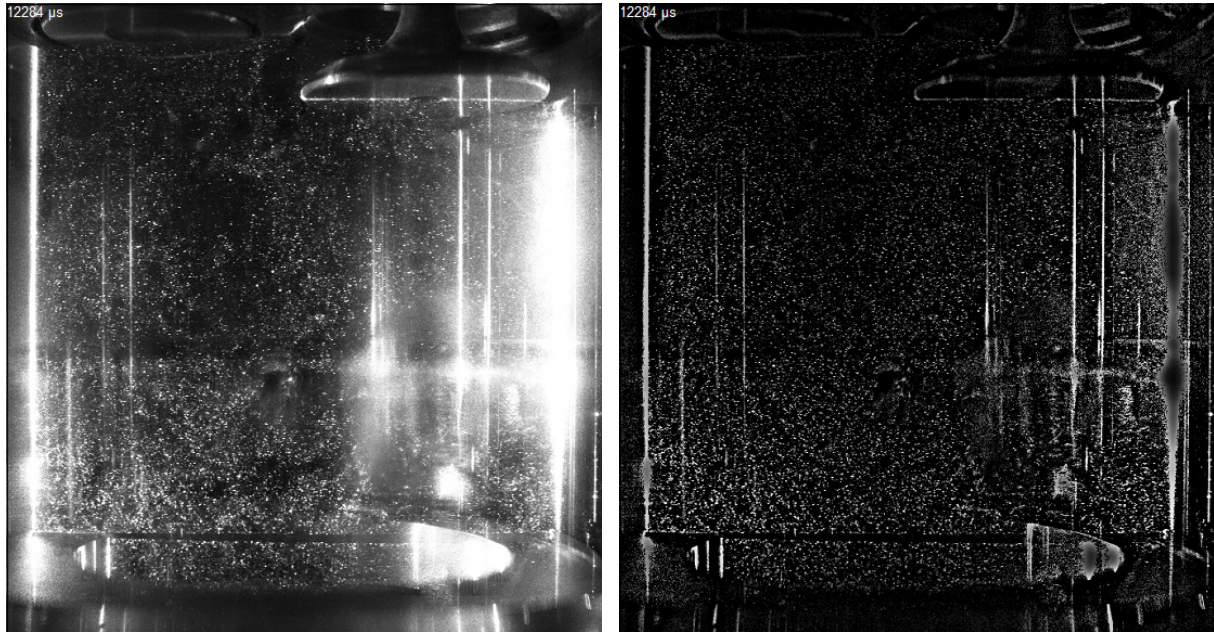


Abbildung 6-11: Min-Max-Filter, angewendet auf ein in einer vertikalen Messebene aufgenommenes Partikelbild. Links: Rohbild, rechts: gefiltertes Bild

Maskierung

Da sich der Brennraum bzw. der einsehbare Bereich während einer HS-PIV-Messung, wie bereits beschrieben, verändert, ist die Maskierung der Bilder sehr viel aufwändiger als dies bei den konventionellen Messungen der Fall ist. So muss für jede Messung ein eigener Satz sich dynamisch verändernder Masken erstellt werden. Die Zahl der Einzelmasken in einem solchen Satz kann, je nach Messebene, deutlich über 100 liegen. Wie stark sich die Masken von Bild zu Bild verändern müssen, hängt dabei von der Kolbengeschwindigkeit (nichtlinear) und der Messebene ab. Die Erstellung dieser Masken konnte nur sehr eingeschränkt automatisiert werden und nahm deshalb viel Zeit in Anspruch.

Kalibrieren und Entzerren

Eine Entzerrung der in horizontalen Ebenen aufgenommenen Bilder war bei HS-Messungen nicht notwendig, da hier ein Kolben ohne eingeschliffene Linse verwendet wurde. Bei Messungen in der Vertikalen kommt es aber ebenfalls zu den oben beschriebenen Zylinder-Verzerrungen. Da diese aber unabhängig von der Kolbenposition sind, kann ein Satz Korrekturparameter für alle Bilder verwendet werden. Die Entzerrung erfolgt wiederum auf der Basis von Kalibriermustern. Diese Kalibriermuster (Abbildung 6-9 und Abbildung 6-10) sind außerdem Grundlage für die sowohl in vertikalen als auch horizontalen Messebenen durchgeführte Größenkalibrierung.

Automatisierung der Auswertung

Das Preprocessing der Bilder sowie ihre Vektorkorrelation erfolgte auch im Falle der High-Speed-Messdaten automatisiert im sogenannten Hyperloop-Modus von LaVision DaVis. Dabei werden die Partikelbilder Zyklus für Zyklus verarbeitet. Aufgrund der großen Menge an Messdaten, abhängig von der Messebene kann eine Messung bis zu 110 GB Rohdaten umfassen, ist eine Korrelation der Doppelbilder allerdings auf einem normalen PC nicht mehr innerhalb vertretbarer Rechenzeiten möglich. Deshalb wurde für die Vektorfeldberechnung der High-Speed-Messungen auf einem Linux-Rechencluster ein sogenanntes Remote-Worker-Netzwerk eingerichtet. So kann unter DaVis die Kreuzkorrelation parallel auf mehreren Rechnerknoten gleichzeitig erfolgen. Dieses Rechnernetzwerk umfasste dabei bis zu 50 CPUs. Dennoch kann die

Vektorfeldberechnung für einige Messungen 4-5 Tage dauern. Dabei nicht berücksichtigt ist die Tatsache, dass das Verschieben der Rohdaten in das Arbeitsverzeichnis auf dem Linux-Server ebenfalls über einen halben Tag in Anspruch nahm.

Vektorkorrelation

Die Vektorfeldberechnung wurde nach der in Abschnitt 4.1.4 beschriebenen Methode mittels eines adaptiven Multipass-Kreuzkorrelationsalgorithmus in DaVis 7.2 durchgeführt. Aufgrund der großen Bandbreite an Messungen (horizontale und vertikale Ebenen von der frühen Ansaug- bis zur späten Kompressionsphase) wurden verschiedene Interrogationsfenstergrößen, Zahl an Iterationsschritten und Überlappgrade untersucht. Dabei zeigte sich, dass bei Messungen mit hoher Geschwindigkeitsdynamik, z.B. in vertikalen Messebenen und während der Einlassphase in horizontalen Ebenen direkt unter dem Zylinderkopf, größere Auswertefenster mit 64×64 Pixel und einem hohem Überlapp von 75% zu den besten Ergebnissen führten (10). Es ergibt sich dadurch zwar ein Vektorabstand von $\approx 1,2$ mm, die tatsächliche Auflösung liegt aber bei $\approx 4,6$ mm. Da der wesentliche Teil der Messungen aber auch bei kleineren Auswertefenstern und weniger Überlapp gute Ergebnisse lieferte, wurden die Partikelbilder mit wenigen Ausnahmen in drei Iterationsschritten mit sich verkleinernden Interrogationsfenstern korreliert. Die erste Berechnung erfolgte dabei mit 128×128 Pixel großen Interrogationsfenstern, die sich zu 50% überlappten. Für die nächsten beiden Iterationsschritte wurde die Größe der Auswertefenster auf 32×32 Pixel reduziert, auch sie überlappten sich zu 50%. Dadurch ergeben sich eine räumliche Auflösung von $\approx 2,3$ mm und ein Vektorabstand von $\approx 1,2$ mm. Da bei den HS-PIV-Messungen in der Drallebene der einsehbare Brennraumbereich durch den Kolben ohne Linse leicht eingeschränkt war und der Bildausschnitt der Kamera entsprechend angepasst wurde, beträgt die räumliche Auflösung in diesem Fall im Mittel ungefähr 2,1 mm. Sowohl die Größe der Auswertefenster als auch die räumliche Auflösung und der Vektorabstand liegen dabei in einem für motorische Messungen üblichen Bereich (103), (90), (109), (113), (121). Außerdem legt das von Eva Brußies (12) anhand von Simulationswerten für diesen Motor erstellte Modellspektrum der Turbulenz nahe, dass in der Mitte der Kompressionsphase selbst bei räumlicher Auflösung von $\approx 4,6$ mm noch ungefähr 76% der gesamten turbulenten kinetischen Energie erfasst wird. Bei einer Auflösung von $\approx 2,3$ mm sind es mehr als 80%.

Teil der Vektorfeldberechnung ist neben der eigentlichen Kreuzkorrelation ein ihr direkt nachgeschaltetes Postprocessing, dessen Ziel es ist, fehlerhafte Vektoren zu identifizieren und gegebenenfalls zu ersetzen.

Fehlerhafte Vektoren werden dabei anhand von drei unterschiedlichen Kriterien ermittelt. Da fehlerhafte Vektoren oftmals eine deutlich höhere Geschwindigkeit als der Rest des Strömungsfelds besitzen, werden diese in einem ersten Schritt durch einen Geschwindigkeitsgrenzwert eliminiert. Weniger offensichtlich falsche Vektoren werden durch eine Analyse des Verhältnisses Q zwischen höchstem und zweithöchstem Korrelationspeak ermittelt. Wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben, stellt Q ein Maß für das Signal-zu-Rausch-verhältnis dar. Für $Q = 1$ ist das Geschwindigkeitssignal nicht mehr vom Messrauschen zu unterscheiden. Aus diesem Grund wurden Vektoren mit $Q < 1,3$ aus dem Vektorfeld entfernt.

Im dritten Schritt wurden die Vektoren durch einen Vergleich mit ihren Nachbarvektoren auf Plausibilität geprüft. Wichen Vektoren mehr als das Doppelte der Standardabweichung vom Mittel der ihnen benachbarten Vektoren ab, so wurden diese ebenfalls gelöscht. Abschließend wendet DaVis noch einen 3×3 Medianfilter auf das Vektorfeld an. Fehlstellen, die sich durch das Löschen einzelner Vektoren ergaben, wurden, sofern möglich, durch die Interpolation zwischen Nachbarvektoren wieder eingesetzt. Methoden zur Identifikation von fehlerhaften Vektoren werden bei Westerweel (135) und Adrian und Westerweel (94) ausführlich diskutiert.

6.2 Versuchsaufbau

Inhalt und Ziel dieses Kapitels ist die prinzipielle Beschreibung der für die Untersuchung der Zylinderinnenströmung genutzten Versuchsaufbauten. Dabei kamen im Wesentlichen zwei verschiedene Aufbauten zum Einsatz: einer für Messungen in den horizontalen Drallebenen (Abbildung 6-12) und einer für Messungen in vertikalen Schnittebenen (Abbildung 6-13).

Bei Messungen in einer Drallebene wurde der Laser-Lichtschnitt von vorne kommend horizontal in den Brennraum eingekoppelt. Der Doppelpuls laser befand sich dabei außerhalb der Motorzelle. Der Laserstrahl wurde über eine Wanddurchführung in die Zelle und über mehrere Spiegel Richtung Brennraum geleitet. Die Formung des Lichtschnitts erfolgte über eine Zylinderlinse mit der Brennweite $f = -90 \text{ mm}$ und eine sphärische Fokussierlinse mit einer Brennweite von $f = 1200 \text{ mm}$ und einem Durchmesser von $D = 200 \text{ mm}$. Eine Fokussierlinse dieses Durchmessers war nötig, um gewährleisten zu können, dass der Lichtschnitt die gesamte Breite des Brennraums erfasst. Die sich für die jeweiligen Laser ergebenden Lichtschnittprofile sind in Abbildung 6-3 und Abbildung 6-5 dargestellt. Die Lichtschnittoptik wurde so auf Aluminiumprofilen aufgebaut, dass sie als Ganzes vertikal verfahren werden konnte. Dadurch ließ sich der Abstand zwischen Messebene und Zylinderkopf relativ schnell verändern. Die Partikelbilder wurden von unten über einen 45° -Kolbenspiegel durch den Quarzglas kolben aufgenommen. Die Kamera war dabei direkt unter dem Lichtschnitt und vor dem Kolbenspiegel platziert.

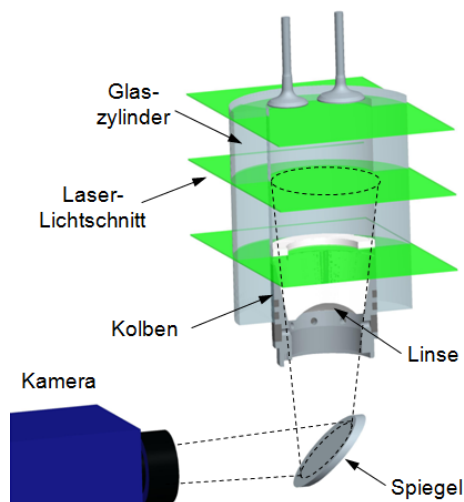


Abbildung 6-12: Versuchsaufbau für Messungen in horizontalen Messebenen

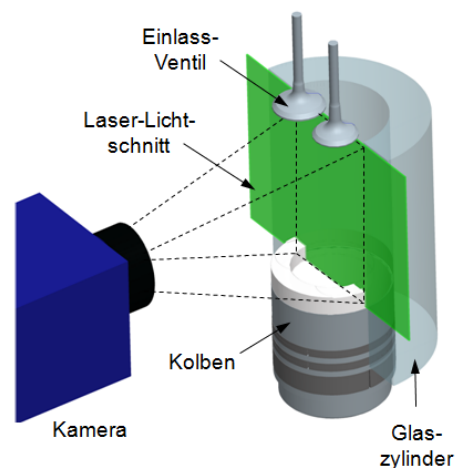


Abbildung 6-13: Versuchsaufbau für Messungen in vertikalen Messebenen

Da während der konventionellen PIV-Untersuchungen ein Kolben mit eingeschliffener Linse verwendet wurde, die es erlaubt, den gesamten Brennraum einzusehen, musste in diesem Fall bei der Fokussierung der Kamera stets darauf geachtet werden, dass der Kolben genau die Position einnimmt, in der er sich auch während der Messung im Motorbetrieb befindet. Verändert sich die Kolbenposition relativ zur Messebene, führt dies durch die Linse zu einer Defokussierung des Partikelbildes. Aus diesem Grund wurde für die High-Speed Messungen ein Kolben mit ebenem Kolbenkronenboden und ohne Linse verwendet. Als Folge ergab sich für die HS-PIV Messungen, abhängig von der betrachteten Ebene, eine mehr oder weniger stark eingeschränkte Einsehbarkeit des Brennraums (102).

Für die Untersuchungen in vertikalen Schnittebenen wurde das Lasersheet nicht von unten über den Kolbenspiegel, sondern von der Seite über den Glaszylinder in den Brennraum eingekoppelt. Beim Einkoppeln des Lichtschnitts von unten würde es zum einen durch die Kolbenmulde zu einer massiven Beeinflussung des Lasersheets kommen und zum anderen könnte aufgrund der eingeschränkten Zugänglich-

keit nur ein Teil des Brennraums ausgeleuchtet werden. Wird das Sheet jedoch von der Seite eingekoppelt, kann der gesamte Zylinderquerschnitt mit einem gleichmäßigen Lichtschnitt ausgefüllt werden. Problematisch können dabei allerdings an den Zylinderwänden auftretende Reflexe sein. Geformt wurde der vertikale Lichtschnitt mittels der gleichen optischen Komponenten wie auch der horizontale Lichtschnitt. Aufgrund der starken Richtungsabhängigkeit der Strahlprofile wurde der Laserstrahl über Spiegel so gedreht, dass das vertikale Laserlightsheet in der gleichen Richtung aufgespannt wurde wie das horizontale. Da es beim seitlichen Einkoppeln des Lichtschnitts in den Zylinder an dessen gekrümmter Oberfläche, insbesondere bei außermittigen Messebenen, leicht zu unerwünschten Ablenkungen des Sheets kommen kann, wurde die korrekte Positionierung des Lichtschnitts innerhalb des Zylinders mittels auf dem Kolben vertikal verfahrbarer Lehren genau überprüft (Abbildung 6-14). Die Aufnahme der Partikelbilder erfolgte im 90°-Winkel zum Lichtschnitt ebenfalls durch den Glaszylinder. Bei den konventionellen PIV-Messungen wurde die Kameraposition dabei jeweils der Kolbenposition angepasst.

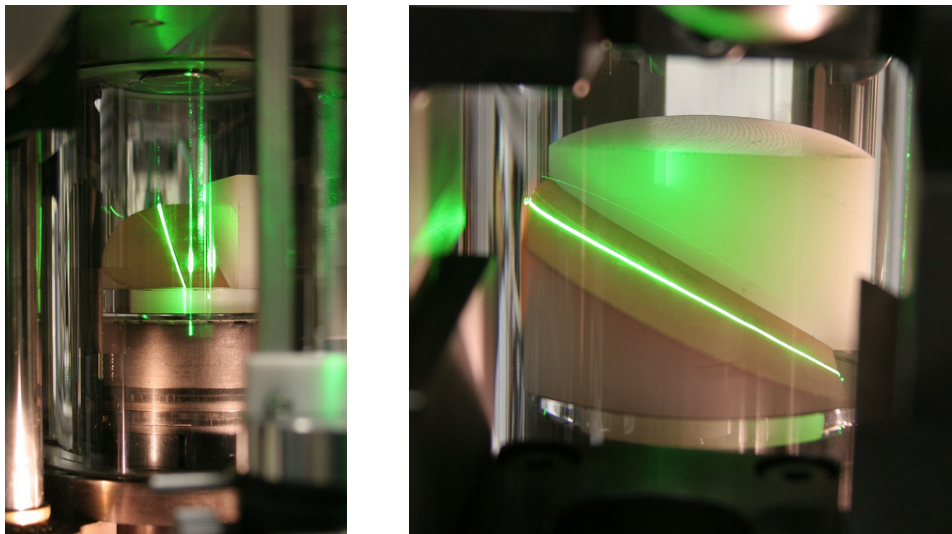


Abbildung 6-14: Justierung des vertikalen Lichtschnitts mittels spezieller Lehren. Bild links: Ansicht von vorne; Bild rechts: Ansicht von links

6.3 Randbedingungen des Experiments

Gegenstand dieses Kapitels ist die Beschreibung der experimentellen Randbedingungen. Diskutiert werden sowohl Bedingungen, deren Einhaltung wesentlich ist für die Qualität der einzelnen Messungen, als auch statistische Aspekte, die eine Bewertung der Belastbarkeit der Messergebnisse zulassen. Außerdem erfolgt eine Thematisierung von Randbedingungen, die sich durch den Betrieb des Transparentmotors und des Einsatzes von Feststofftracerpartikeln ergeben.

6.3.1 Laserpulsabstand Δt und Kriterien zur Datenvalidierung

Die Wahl eines der Strömung angepassten Laserpulsabstands Δt ist für zuverlässige PIV-Messungen essentiell. Der Zeitabstand Δt bestimmt zusammen mit der Lasersheetdicke Δz_0 , ob sich Partikelbilder überhaupt und in welcher Qualität miteinander korrelieren lassen. Empfehlungen, wie Δt idealerweise zu wählen ist, finden sich in der Literatur bei Keane und Adrian (98), Adrian und Westerweel (94) und Raffel et al. (93). Die wichtigsten Kriterien sind dabei die Geschwindigkeit der Strömung in der Messebene in Relation zur Größe des Auswertefensters sowie die Strömungsgeschwindigkeit des Fluids normal zur Messebene, bezogen auf die Dicke des Lichtschnitts. Gemäß dem erstgenannten Kriterium soll das Δt einerseits lang genug gewählt werden, um einen detektierbaren Partikelversatz zu gewährleisten, andererseits

kurz genug, um zu vermeiden, dass zu viele Partikel den Auswertebereich verlassen. Nach Keane und Adrian (98) sollte ein Partikel in der Zeit Δt nur ein Viertel des Interrogationsfensters durchqueren. Adaptive-Multipass-Kreuzkorrelationsalgorithmen schaffen dabei heute aber etwas Flexibilität. Kritischer ist deshalb das zweite Kriterium, nach dem ein Partikel, das sich senkrecht zum Lichtschnitt bewegt, in der Zeit Δt ebenfalls nur eine Strecke, die einem Viertel der Lichtschnittdicke entspricht, zurücklegen sollte. Aufgrund der in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Dynamik der Brennraumströmung ist es schwierig, diese Forderung mit einem konstanten Δt für alle Messzeitpunkte zu erfüllen. Zwar wäre es grundsätzlich denkbar, bei den konventionellen PIV-Messungen den Laserpulsabstand mit der Motorphase zu variieren, wodurch sich potentiell aber Fragen bezüglich der Vergleichbarkeit mit den HS-PIV Messungen ergeben können. Außerdem erscheint eine phasenbezogene und messebenenabhängige Anpassung des Δt bei 21 verschiedenen Messzeitpunkten in 15 Ebenen als nicht praktikabel.

Zur Bestimmung eines einheitlichen Δt wurden deshalb mehrere Vorversuche durchgeführt. Die Messungen erfolgten bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ in der Drallebene 40 mm unter dem Zylinderkopf im späten Ansaugtakt sowie in der Mitte des Kompressionstaktes mit verschiedenen Laserpulsabständen. Dabei zeigte sich, dass ein Δt von $10 \mu\text{s}$ einen akzeptablen Kompromiss darstellt. $10 \mu\text{s}$ erlauben es einerseits, im Kompressionstakt geringe Partikelverschiebungen nahe des Zentrums der Drallströmung als auch große Partikelverschiebungen in deren Außenbereich zu messen. Gleichzeitig ist es auch im Ansaugtakt noch möglich, die Bewegung von Partikeln mit deutlichem Vertikalgeschwindigkeitsanteil zu erfassen. Da das Verhältnis zwischen In-plane- und Out-of-plane-Geschwindigkeit in horizontalen und vertikalen Messebenen in der Ansaug- bzw. Kompressionsphase jeweils ungefähr gleich ist, wurden deshalb sowohl die konventionellen PIV-Messungen in horizontalen als auch die in vertikalen Messebenen mit einem Laserpulsabstand von $\Delta t = 10 \mu\text{s}$ durchgeführt. Entsprechend betrug während der bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ durchgeführten HS-PIV Messungen der Zeitabstand zwischen den beiden Laserpulsen ebenfalls $10 \mu\text{s}$. Bei einer Vertikalgeschwindigkeit von ca. 50 m/s , wie diese in zylinderkopfnahen, horizontalen Ebenen im Bereich der geöffneten Ventile auftreten kann, legt ein Partikel jedoch zwischen den beiden Laserpulsen eine Strecke von $\sim 0,5 \text{ mm}$ und somit mehr als der Hälfte der Lichtschnittdicke zurück. Da der Fokus der Messungen aber auf dem Kompressionstakt und der Ausbildung der Drallströmung liegt, wird diese Einschränkung akzeptiert. Von den $10 \mu\text{s}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ ausgehend, wurden die Pulsabstände für die anderen High-Speed-Untersuchungen auf Basis einiger Vorversuche für $n = 500 \text{ min}^{-1}$ auf $35 \mu\text{s}$, für $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ auf $20 \mu\text{s}$ und für $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ auf $6 \mu\text{s}$ festgelegt.

Ein weiteres Datenvalidierungskriterium, das bei Adrian und Westerweel (94) bzw. Prasad et al. (136) zu finden ist, beschreibt die Anzahl der Pixel, die die Abbildung eines Partikels auf dem Chip einnehmen sollte, um eine genaue Ermittlung der Partikelposition zu erlauben und sogenanntes Pixel Locking (94) zu vermeiden. Idealerweise sollte sich ein Partikel demzufolge über 3-5 Pixel erstrecken. Während der Messungen wurde versucht, dies zu gewährleisten.

6.3.2 Zahl gemessener Motorzyklen

Um aus instantanen Strömungsfeldern belastbare Strömungsfelder der mittleren Strömung und darauf basierende Größen wie z.B. die turbulente kinetische Energie berechnen zu können, sollten die Mittelwerte idealerweise stochastisch konvergiert sein bzw. nur einen geringen relativen Fehler ε_r aufweisen. Maßgeblich beeinflusst wird die Genauigkeit des Mittelwerts dabei durch die Anzahl der Experimente, die zu seiner Bildung herangezogen wurden. Bezogen auf die PIV-Untersuchungen der Brennraumströmung stellt sich damit die Frage, über wie viele Motorzyklen gemittelt werden muss, um mittlere Strömungsfelder mit einem vertretbaren relativen Fehler zu erhalten. Da die Genauigkeit, mit der der Mittelwert berechnet wird, auch vom Strömungszustand im Zylinder abhängt, finden sich in der Literatur sehr unterschiedliche Aussagen zur Zyklenzahl, die zur Mittelwertbildung verwendet werden sollte. Standsfield et al. (105) geben

beispielsweise an, dass ca. 50 Zyklen ausreichend sind, wohingegen Baby et al. (103) von mindestens 300 Zyklen sprechen und Baum et al. (10) davon ausgehen, dass ca. 2700 Messungen benötigt werden, um die Unsicherheit des Mittelwerts zu minimieren. Auch im Zuge dieser Arbeit wurde ermittelt, über wie viele Zyklen hinweg mindestens gemessen werden sollte und mit welchem relativen Fehler zu rechnen ist. Wie dabei vorgegangen wurde, wird in den nächsten Abschnitten beschrieben.

Basis der Untersuchungen ist ein High-Speed-PIV-Datensatz. Er umfasst 230 Zyklen, wobei in jedem Zyklus während Ansaug- und Kompressionsphase 120 Doppelbilder mit einer zeitlichen Auflösung von 3°KW aufgenommen wurden. Durchgeführt wurden die Messungen in einer horizontalen Ebene 10 mm unter dem Zylinderkopf bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$. Dies entspricht dem Standard-Betriebspunkt während der PIV-Untersuchungen. Die Ebene $z = 10 \text{ mm}$ wurde gewählt, da hier die Dynamik bezüglich der Geschwindigkeiten und der Partikeldichte am höchsten ist, weshalb erwartet wird, dass hier die höchsten Out-of-Plane Geschwindigkeiten auftreten. Die sich ergebenden $2,8 \cdot 10^4$ Doppelbilder wurden verarbeitet und korreliert, um die entsprechenden planaren, zweikomponentigen Geschwindigkeitsfelder zu erhalten. Diese Vektorfelder wurden dann entsprechend ihrer Phase umsortiert, sodass 120 Sätze mit jeweils 230 phasengleichen Vektorfeldern vorlagen. Im nächsten Schritt wurden für jede Phase jeweils der Mittelwert und die Standardabweichung für die ersten zehn, die ersten 20, die ersten 30, usw. bis 230 Vektorfelder berechnet, sodass für jeden Messzeitpunkt dann 23 verschiedene Mittelwerte und Standardabweichungen, gebildet aus jeweils zehn bis 230 instantanen Vektorfeldern, zur Verfügung standen. Abbildung 6-15 zeigt links das Mittel aus zehn Vektorfeldern, in der Mitte das Mittel aus 100 Vektorfeldern und rechts ein Mittel aus allen 230 Vektorfeldern. Bereits hier ist zu erkennen, dass sich das mittlere Vektorfeld, gebildet aus 10 Messungen, signifikant von dem aus 100 Messungen gebildeten unterscheidet. Der Unterschied zwischen dem Mittel aus 100 und dem aus 230 instantanen Feldern ist hingegen sehr gering.

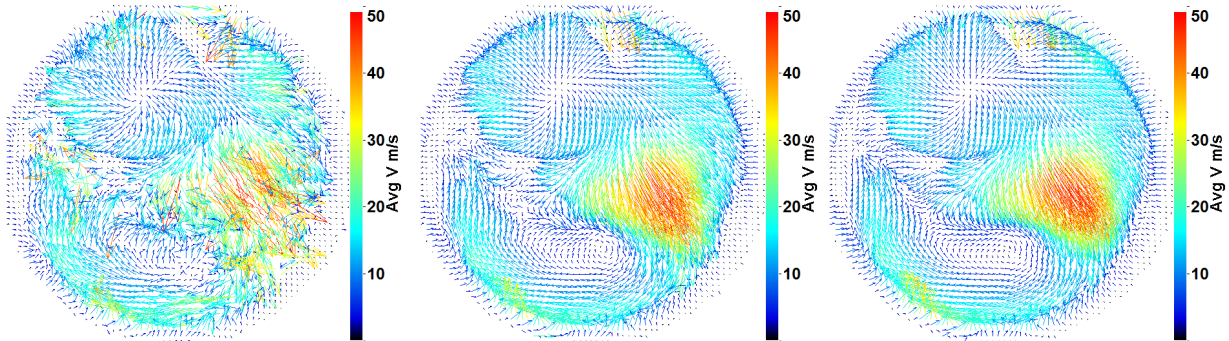


Abbildung 6-15: Ensemble-gemittelte Strömungsfelder zum Zeitpunkt $\theta = 90^\circ\text{KW}$ nGOT in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei einer Drehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$. links: Mittel aus zehn Vektorfeldern; Mitte: Mittel aus 100 Vektorfeldern; rechts: Mittel aus 230 Vektorfeldern.

Um die Bestimmung des relativen Fehlers für den ungünstigsten Fall vorzunehmen, wurde auf Basis der über alle 230 Vektorfelder gemittelten Geschwindigkeitsfelder der Zeitpunkt im Zyklus bestimmt, bei dem die Standardabweichung der Vektorfelder lokal maximal wird. Dies ist bei $\theta = 90^\circ\text{KW}$ nGOT der Fall (Abbildung 6-16). Anschließend wurde für alle gemittelten Vektorfelder ein Differenzvektorfeld gemäß $\Delta \vec{v} = \vec{v}_{230} - \vec{v}_n$, mit $n = 10, 20, 30, \dots$ berechnet. Dabei wird die Annahme getroffen, dass \vec{v}_{230} ungefähr dem tatsächlichen Mittelwert $\vec{\mu}$ entspricht ($\vec{\mu} \approx \vec{v}_{230}$). Danach erfolgte die Berechnung der Beträge der Differenzvektoren (Abbildung 6-17). Da in Abbildung 6-16 und Abbildung 6-17 ersichtlich, sich sowohl die mittlere Geschwindigkeit der Strömung als auch die Standardabweichung lokal stark ändern, wurden zwei als besonders kritisch eingeschätzte Bereiche identifiziert. Diese sind in Abbildung 6-17 durch Quadrate markiert. Für beide Bereiche wurden jeweils der flächengemittelte Differenzvektorbetrag \bar{v} und die über die Fläche gemittelte Standardabweichung $\bar{\sigma}$ ermittelt. Das rechte Quadrat markiert dabei ein Gebiet hoher

Strömungsgeschwindigkeiten ($\bar{v} = 36 \text{ m/s}$) und hoher Standardabweichung, das linke Quadrat liegt in einem Bereich niedriger Strömungsgeschwindigkeiten ($\bar{v} = 7 \text{ m/s}$) und mittlerer Standardabweichung.

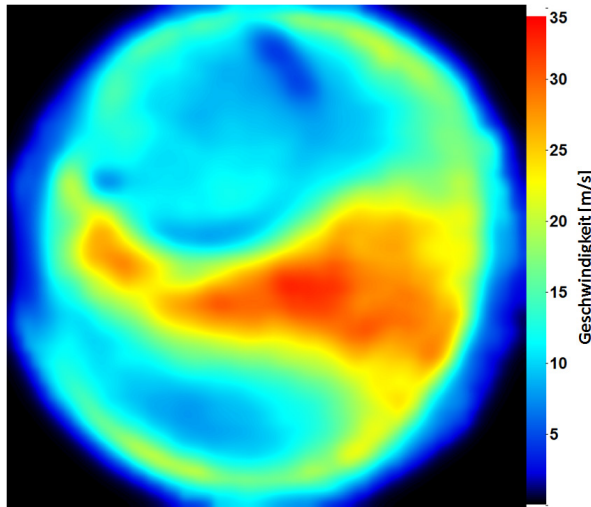


Abbildung 6-16: Standardabweichung bei $\theta = 90^\circ \text{KW}$ nGOT in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$ auf Basis eines Ensemblemittels aus 230 Einzelfeldern

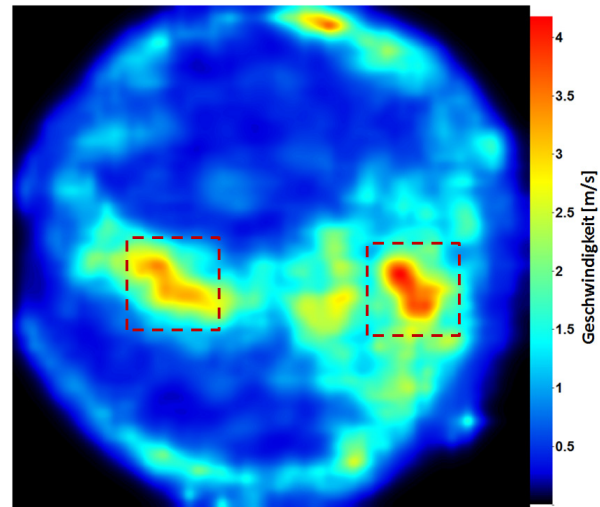


Abbildung 6-17: Betrag des Differenzvektors ($\Delta \bar{v} = \bar{v}_{230} - \bar{v}_{150}$) bei $\theta = 90^\circ \text{KW}$ nGOT in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Für beide Bereiche wurde jeweils für alle Mittelwerte der relative Fehler des Mittelwerts der Geschwindigkeit $\varepsilon_{r,v}$ und der relative Fehler des Mittelwerts der Standardabweichung $\varepsilon_{r,\sigma}$ wie folgt berechnet (137):

$$\varepsilon_{r,v} = \frac{\bar{v}_n - \bar{v}}{\bar{v}} \quad (6-1)$$

und

$$\varepsilon_{r,\sigma} = \frac{\bar{\sigma}_n - \bar{\sigma}}{\bar{\sigma}} \quad (6-2)$$

Wie bereits erwähnt, wird dabei davon ausgegangen, dass $\bar{v} \approx \bar{v}_{230}$ beziehungsweise $\bar{\sigma} \approx \bar{\sigma}_{230}$ entsprechen.

In Abbildung 6-18 ist die Entwicklung des relativen Fehlers des Mittelwerts und der der Standardabweichung über der Zahl der gemittelten Zyklen für den Bereich hoher Strömungsgeschwindigkeiten und großer Standardabweichung dargestellt. Dabei ist gut zu erkennen, dass sich der relative Fehler sowohl des Mittelwerts als auch der des Mittelwerts der Standardabweichung bis zu einem Ensemblemittel aus ca. 50 Vektorfeldern deutlich auf ca. 3% verringern. Eine darüber hinausgehende Erhöhung der Zahl der gemittelten Vektorfelder erreicht nur noch eine geringe Verbesserung der relativen Fehler. So sinken diese bei Einbeziehung von 100 instantanen Vektorfeldern ins Ensemblemittel auf jeweils ca. 2%, bei 150 Vektorfeldern auf ungefähr 1% und bei 200 Vektorfeldern auf <1%. Erstes und zweites Moment konvergieren dabei ungefähr gleich schnell.

Abbildung 6-19 zeigt den entsprechenden Graphen für den Bereich niedriger Geschwindigkeiten und mittlerer Standardabweichung. Auffallend ist dabei der deutlich größere relative Fehler von Mittelwert und Standardabweichung. Grund hierfür ist das niedrige Geschwindigkeitsniveau in diesem Bereich. Außerdem verringern sich die Fehler auch mit steigender Zahl an einbezogenen Vektorfeldern wesentlich langsamer. So beträgt der relative Fehler des Mittelwerts bei dem aus 50 Vektorfeldern gebildeten Mittelwert ca. 10%. Werden 100 Vektorfelder zur Mittelwertbildung herangezogen, sinkt der relative Fehler des Mittelwerts der

Geschwindigkeit und der der Standardabweichung auf ca. 5%, werden 200 Vektorfelder berücksichtigt, sinkt er auf ca. 2%. Auch in diesem Fall konvergieren jedoch erstes und zweites Moment wiederum ungefähr gleich schnell.

Sowohl in Abbildung 6-18 als auch in Abbildung 6-19 wurde zusätzlich zu den beiden relativen Fehlern noch die Funktion $f(n) = 1/\sqrt{n}$ eingezeichnet. Sie stellt den theoretischen Verlauf dar, nachdem der relative Fehler konvergiert. Dabei ist zu erkennen, dass insbesondere im Bereich kleiner Strömungsgeschwindigkeiten und mittlerer Standardabweichung die relativen Fehler mit einem Gradienten konvergieren, der dem theoretischen Verhalten nahe kommt.

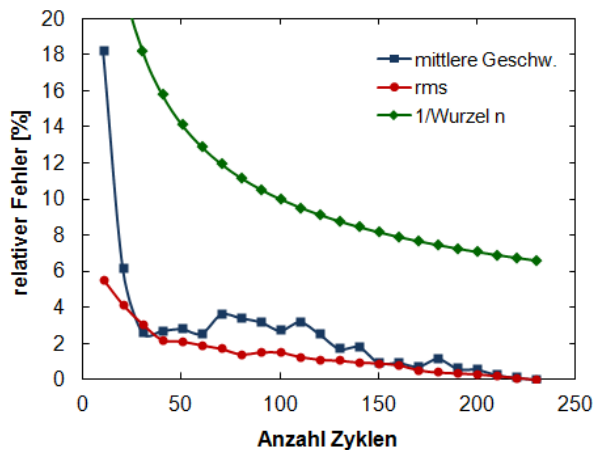


Abbildung 6-18: Entwicklung des relativen Fehlers des Mittelwerts für den Bereich hoher Strömungsgeschwindigkeit und großer Standardabweichung (rechtes Quadrat, Abbildung 6-16) zum Zeitpunkt $\theta = 90^\circ \text{KW}$ nGOT in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

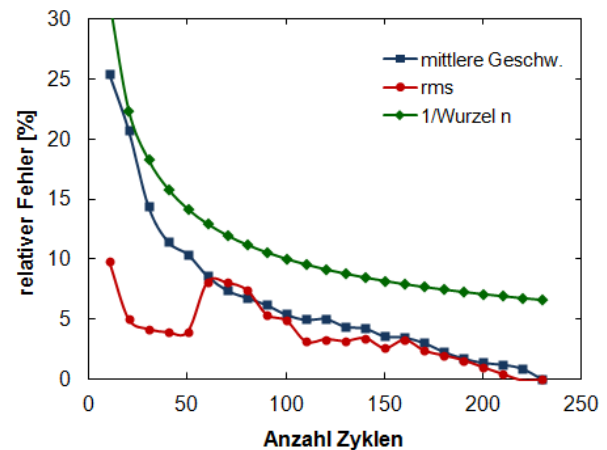


Abbildung 6-19: Entwicklung des relativen Fehlers des Mittelwerts für den Bereich niedriger Strömungsgeschwindigkeit und mittlerer Standardabweichung (linkes Quadrat, Abbildung 6-1) zum Zeitpunkt $\theta = 90^\circ \text{KW}$ nGOT in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Auf der Basis dieser Untersuchungen wurde entschieden, Strömungsmessungen für den Referenzbetriebspunkt über mindestens 200 Zyklen durchzuführen. Bei Messungen anderer Betriebspunkte wurden mindestens jeweils 100 Zyklen erfasst. Da oben gezeigte Graphen den Worst-Case bezüglich Messebene, Messzeitpunkt und Bereich des Strömungsfelds repräsentieren, ist somit davon auszugehen, dass der relative Messfehler in der Kompressionsphase und in Messebenen weiter entfernt vom Zylinderkopf deutlich unter 5% bzw. beim Referenzbetriebspunkt deutlich unter 2% liegt. Die unter diesen Bedingungen auflaufenden Datenmengen liegen dabei am Rande des noch Handhabbaren.

Für die konventionellen und die High-Speed-PIV-Untersuchungen ergeben sich daraus folgende Konsequenzen: Da bei konventionellen Messungen bei 1500 min^{-1} aufgrund der relativ niedrigen Framerate der Kamera und der geringen Repetitionsrate des Lasers nur in jedem sechsten Arbeitsspiel eine Messung durchgeführt werden kann, beträgt die Laufzeit des Motors dadurch mindestens 1200 Zyklen pro Messung. Bei High-Speed-Messungen können aufgrund des begrenzten Kameraspeichers und der hohen zeitlichen Auflösung in der Regel nicht alle 100 bzw. 200 Motorzyklen in einem Messlauf aufgezeichnet werden. Folglich müssen mehrere Messungen unter gleichen Bedingungen durchgeführt werden, um die gewünschte Zyklenzahl zu erreichen. So sind beispielsweise bei Messungen in der Drallebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$ und einer zeitlichen Auflösung von 1°KW sechs Messläufe nötig, um 100 Zyklen zu erfassen. Der zeitliche Aufwand für die Durchführung der Messung steigt dadurch erheblich an.

6.3.3 Messablauf und dessen Randbedingungen

Nachfolgend wird zusammengefasst, wie sich der Umbau des Versuchsträgers hinsichtlich uneingeschränkter optischer Zugänglichkeit sowie der Einsatz von Graphit-Festkörpertracern auf den Messbetrieb am Motor auswirken und welche Einschränkungen daraus resultieren. Eine wichtige Einschränkung, die sich dabei durch die Verwendung eines Vollglaszylinders ergibt, ist die Begrenzung der Motorlaufzeit pro Messung. Aus den in Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Gründen kommt es während des Motorbetriebs zu einer sehr starken Erwärmung des Zylinders und des Kolbens. Umfasst, wie oben erläutert, eine Messung 1200 Zyklen, so ergibt sich daraus bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und der Berücksichtigung des Motorhochlaufs sowie der Zeit, die zum Scharfschalten aller Messsysteme und Einstellen eines quasi stationären Strömungszustands benötigt wird, eine Betriebszeit von ungefähr 3 min pro Messung. Im Zuge der hier diskutierten Untersuchungen konnte eindrücklich gezeigt werden, dass eine Laufzeit bzw. eine Erwärmung darüber hinaus sowohl für den Glaszylinder als auch für die Klebung der Kolbenkrone eine erhebliche Gefährdung darstellen.

Um einerseits sicherzustellen, dass sich der Motor während der Messung nicht zu stark erwärmt und um andererseits eine möglichst gute Reproduzierbarkeit der Strömungsmessungen gewährleisten zu können, wurde bei Durchführung der Motorexperimente darauf geachtet, dass die Messungen bei einer stets gleichen Starttemperatur von Kolben und Zylinder durchgeführt wurden. Zu diesem Zweck wurden zwischen die einzelnen Messläufe regelmäßig ca. 45-minütige Abkühlphasen eingeschoben. Zusätzlich mussten in der Regel nach jeder zweiten Messung Glaskolben und Zylinder komplett demontiert und im zerlegten Zustand von Graphitpartikeln und Kolbenringabrieb gereinigt werden.

Außerdem zeigte sich bei Messungen mit unterschiedlichen Drehzahlen, dass auch die Saugstrecke des Motors zwischen den Messungen von Partikelablagerungen gereinigt werden muss, da ansonsten das gezielte Einregeln einer gewünschten Partikeldichte nicht möglich ist. Werden beispielsweise Messungen bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$ durchgeführt, lagern sich in der verhältnismäßig langsamen Gasströmung einige der mitgeführten Partikel an der Saugrohrwand ab. Wird bei der nächsten Messung dann ein Punkt bei z.B. $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ angefahren, so reißt der dabei im Saugrohr auftretende, höhere Volumenstrom die zuvor angelagerten Partikel bereits in der Hochlaufphase des Motors mit. In der Folge sind Kolben und Zylinder des Motors schon bei Erreichen der Solldrehzahl so stark mit Partikeln belegt, dass keine Messung mehr möglich ist.

Eine Degradation der optischen Zugänge durch Partikelablagerung während der Messung ist ansonsten nur in Einzelfällen problematisch. HS-PIV-Messungen sind dabei aufgrund der kurzen Messzeiten besonders unkritisch. Lediglich bei konventionellen PIV-Untersuchungen ist in frühen Phasen des Ansaugtaktes aufgrund der hohen Partikeldichte, die benötigt wird, sowie der langen Messzeit auf den Partikelbildern eine signifikante Abnahme der Signalintensität bei gleichzeitiger Zunahme von Streulicht durch Partikel, die sich an der Brennraumwand ablagern, zu erkennen.

Eine wichtige Voraussetzung zur Minimierung von Wandablagerungen ist dabei eine angepasste Betriebsstrategie des Partikelgenerators. Bei einer Messung wird deshalb, nachdem alle Partikelbilder aufgenommen wurden, der Motor noch einige Sekunden auf Drehzahl gehalten und gleichzeitig die Rotation der Partikeltrommel im nach wie vor gasdurchströmten Dispergierer gestoppt. So kann der Partikelgenerator gespült werden. Dies erlaubt dann bei der nächsten Messung, den Volumenstrom durch den Partikelgenerator schon im Hochlauf des Motors zu aktivieren, ohne dass bereits vor der eigentlichen Messung Partikel in den Brennraum gelangen und diesen zusetzen. Die Pulvertrommel wird erst nachdem die Soll-Motordrehzahl erreicht wurde und sich im Saugrohr ein quasi stationärer Strömungszustand eingestellt hat, unmittelbar vor Beginn der Partikelaufnahmen zugeschaltet.

Erwähnenswert ist auch, dass alle Messungen bei ausgeschalteter Umgebungsbeleuchtung erfolgten. Dadurch wird, insbesondere bei Verwendung der CCD Double Frame Kamera, bei der die Belichtungszeit

des zweiten Frames nicht gesteuert werden kann und der Auslesezeit des Bilds entspricht ($\sim 0,12$ s), eine Belichtung des zweiten Frames durch Umgebungslicht der Motorzelle vermieden. Daraus folgt ein deutlich verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis der zweiten Bilder.

6.4 Durchgeführte Messungen

Da im Zuge dieser Arbeit eine Vielzahl von konventionellen und High-Speed-PIV-Untersuchungen in unterschiedlichen Ebenen und zu unterschiedlichen Zeitpunkten (inklusive Kompressions-OT) sowie in verschiedenen Betriebspunkten, teilweise auch mit Einspritzung, durchgeführt wurden, soll dieses Kapitel nun einen Überblick über die Gesamtheit der erfolgten Messungen geben. Tabelle 6-2 und Tabelle 6-3 enthalten eine Zusammenfassung aller Messungen.

6.4.1 Horizontale Messungen

Aufgrund der sich typischerweise in Dieselmotoren ausprägenden Drallströmung sind horizontale Messebenen hier besonders zur Analyse der Brennraumströmung geeignet. Deshalb wurde sowohl während der konventionellen als auch während der High-Speed-PIV-Messungen der Schwerpunkt auf die Untersuchung der horizontalen Ebenen gelegt. Die erste Messkampagne der Strömungsuntersuchungen wurde wegen der Einfachheit des Systems sowie der höheren verfügbaren Laserenergie mit dem konventionellen PIV-System durchgeführt. Da wegen der erheblich geringeren Laserenergie des High-Speed-Lasers im Vorfeld der zeitaufgelösten PIV-Messungen nicht klar war, ob Strömungsuntersuchungen mit diesem System im Motor mit Graphitpartikeln als Tracer überhaupt möglich sind, wurde die Brennraumströmung zuerst umfassend mittels des konventionellen PIV-Systems vermessen.

Wie in Abschnitt 5.1 bereits kurz beschrieben, werden die Partikelbilder im Falle horizontaler Messungen über einen im hohlen Langkolben des Motors ortsfest montierten 45° -Spiegel von unten durch den Glaskolben aufgenommen, siehe Abbildung 5-2 bzw. Abbildung 6-12. Der entsprechende Blick in den Brennraum mit der Lage von Einlass- und Auslassventil, Injektor und Glühkerze ist im Anhang in Abbildung 0-8 gezeigt.

Konventionelle PIV-Messungen:

Konventionelle PIV-Messungen erfolgten in zwölf verschiedenen horizontalen Ebenen für einen Betriebspunkt bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von 1,2 bar. Zwei dieser Ebenen wurden mit einem Abstand von $z = 2 \text{ mm}$ und $z = 6 \text{ mm}$ nahe am Zylinderkopf gewählt, zwei weitere Ebenen wurden in der Kolbenmulde, jeweils 2 mm ($z = 87 \text{ mm}$) und 6 mm ($z = 84 \text{ mm}$) über dem Kolbenmuldenboden platziert. Die verbleibenden acht Ebenen wurden in einem Abstand von jeweils 10 mm zueinander im restlichen Brennraum verteilt (in Abbildung 6-20 rot und grün dargestellt).

In jeder dieser Ebenen wurde während des Ansaug- und Kompressionstaktes mit einem Stützstellenabstand von 20°KW so lange gemessen, wie die jeweilige Ebene vom Kolben freigegeben war. So wurden beispielsweise in der Ebene $z = 6 \text{ mm}$ 19 Messungen vom Gaswechsel-OT bis zum Kompressions-OT durchgeführt. Um einen eventuellen Einfluss der Quetschspaltströmung auf die Drallströmung besser auflösen zu können, wurden zusätzlich in den drei Ebenen unter dem Zylinderkopf noch Messungen bei $\theta = 30^\circ \text{KW}$ nach dem Gaswechsel-OT und bei $\theta = 30^\circ \text{KW}$ vor Kompressions-OT aufgenommen. Außerdem erfolgten neben diesen Messungen zu festen Zeitpunkten zusätzliche Messungen in der Kolbenmulde, immer wenn eine der in Abbildung 6-20 dargestellten Ebenen einen Abstand von 2 mm bzw. 6 mm zum Boden der Kolbenmulde einnahm. So wurden zum Beispiel in der Ebene $z = 30 \text{ mm}$ Partikelbilder auch bei $\theta = 58^\circ \text{KW}$ und $\theta = 60^\circ \text{KW}$ nGOT bzw. bei $\theta = 298^\circ \text{KW}$ und $\theta = 302^\circ \text{KW}$ nGOT aufgenommen. Jede Messung umfasst dabei 200 Bilder bzw. Motorzyklen.

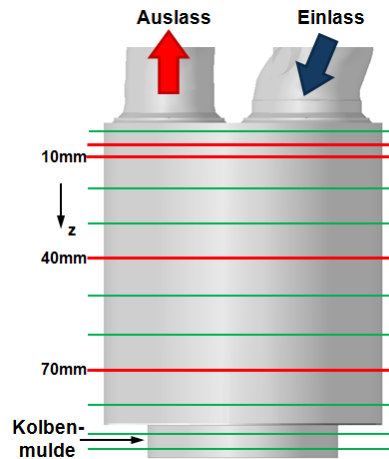


Abbildung 6-20: Horizontale Messebenen, grün und rot: konventionelles PIV; rot: HS-PIV

Da bei den Strömungsuntersuchungen mittels konventionellem PIV ein Glaskolben mit eingeschliffener Linse zum Einsatz kam (Abbildung 6-12), war immer der gesamte Brennraum einsehbar. Zudem wurde auch die Kamera für jede Messung, abhängig von Messebene und Kolbenposition, neu ausgerichtet. Dadurch war es möglich, den Querschnitt des Zylinders in jeder Messung auf ungefähr 1000×1000 Pixeln abzubilden. Dies bedeutet, dass praktisch alle Messungen in horizontalen Ebenen eine vergleichbare Abbildungsskala besitzen. Eine Ausnahme stellen dabei allerdings die Partikelbilder dar, die in der Kolbenmulde aufgenommen wurden. Dabei wurde der kleinere Durchmesser der Mulde auf dem gleichen Bereich des CCD-Chips abgebildet. In der Folge erhöht sich dadurch die räumliche Auflösung der entsprechenden Vektorfelder.

In Abbildung 6-21 sind exemplarisch zwei während der konventionellen PIV-Messkampagne in den Ebenen $z = 10 \text{ mm}$ und $z = 60 \text{ mm}$ aufgenommene Partikelbilder dargestellt. Das linke Bild wurde zum Zeitpunkt $\theta = 300^\circ \text{KW nGOT}$ und das rechte bei $\theta = 220^\circ \text{KW nGOT}$ aufgenommen. Durch das Eintreten und Wiederaustreten des Laser-Lichtschnitts erscheinen erkennbar Reflexe entlang der Zylinderwand, die eine Berechnung von Vektoren im wandnahen Bereich (ca. 1-2 mm) erschweren. Das von der Zylinderwand reflektierte Licht führt zusammen mit dem Licht, das von den Partikeln selbst gestreut wird, außerdem zu einer Beleuchtung des Bildhintergrunds. So sind in Ebenen knapp unter dem Zylinderkopf die Ventile sowie Glühkerzen- und Injektorbohrung klar zu erkennen (Abbildung 6-21 links). In weiter vom Zylinderkopf entfernten Ebenen sind diese Strukturen nicht mehr sichtbar (Abbildung 6-21 rechts). Diese relativ hohe Hintergrundintensität in den oberen Messebenen begünstigt ein relativ schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Partikelbilder. Außerdem können feste Strukturen im Hintergrund bei der Kreuzkorrelation der Doppelbilder zu falschen Korrelationspeaks führen. Dies wurde über den Abzug eines Hintergrundbildes zu vermeiden versucht (Abschnitt 6.1.4). Der auf den Partikelbildern erkennbare dunkle Ring wird von der vertikalen Wand der Kolbenmulde in Verbindung mit der Kolbenlinse verursacht, da sie durch die Ausweitung des Sichtfelds seitlich auf die Muldenwand blicken lässt. Außerdem führt die Linse im Randbereich des Bildes zu erkennbaren Verzerrungen und einer Unschärfe. Des Weiteren ergibt sich durch die sich zwischen den beiden Aufnahmezeitpunkten bewegende Linse eine scheinbare, jedoch geringfügige Bewegung der Partikel in radialer Richtung. Trotz der Entzerrung aller Bilder kann dies dennoch die Korrelation erschweren. Ein Aspekt, der diesbezüglich aber deutlich problematischer ist, geht allerdings auf das nicht ideale Strahlprofil des 15 Hz-PIV-Lasers und der sich nicht perfekt überlappenden Laserlichtschnitte zurück. Wie in Abschnitt 6.1.1 bereits kurz ausgeführt, wurde versucht, den Laser neu zu justieren, was aber keine Verbesserung brachte. Als Konsequenz werden selbst bei ruhender Strömung teilweise

unterschiedliche Partikel im Medium beleuchtet, mit der Folge, dass zwischen den Bildern weniger Partikelpaare für eine Vektorkorrelation herangezogen werden können. Dieser Effekt ist auf manchen der konventionellen Partikelbilder so ausgeprägt, dass eine Korrelation der Partikel nur eingeschränkt möglich ist, siehe dazu Abschnitt 8.1.

Was den Speicherbedarf einer konventionellen PIV-Messung angeht, so besitzt ein solches Partikelrohbild ca. 4 MB, was bei einer Aufnahme von 200 Motorzyklen einen Speicherbedarf von ca. 800 MB pro Messung bedeutet.

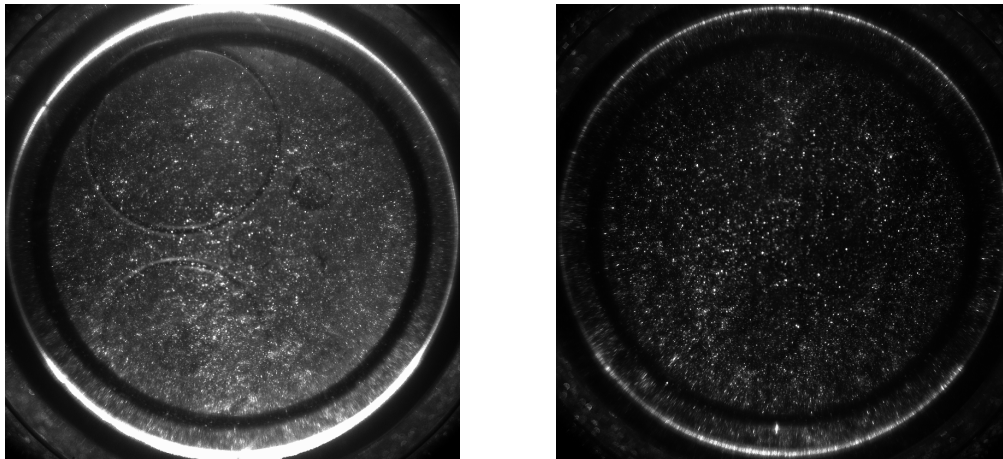


Abbildung 6-21: Partikelrohbild, aufgenommen mit konventionellem PIV-System bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$, links: $\theta = 300^\circ \text{KW}$ nGOT, Ebene $z = 10 \text{ mm}$; rechts: $\theta = 220^\circ \text{KW}$ nGOT, Ebene $z = 60 \text{ mm}$

High-Speed-PIV-Messungen

High-Speed-PIV-Messungen wurden bei $n = 500, 1000, 1500$ und 2000 min^{-1} und Ladedrücken von jeweils 1,0, 1,1 und 1,2 bar durchgeführt (rote Ebenen in Abbildung 6-20). Untersucht wurden vier horizontale Ebenen in einem Abstand von $z = 6, 10, 40$ und 70 mm vom Zylinderkopf. In der obersten Ebene erfolgten Messungen nur bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$, allerdings in einen Kurbelwinkelbereich von 720°KW und somit über alle vier Takte hinweg. In den anderen Ebenen wurden jeweils nur Ansaug- und Kompressionstakt betrachtet. Um über alle Messungen hinweg vergleichbare Abbildungsskalen zu erhalten, wurden alle Partikelbilder unabhängig von der Messebene und der Drehzahl mit der gleichen Kameraauflösung und einer konstanten Bildwiederholrate aufgenommen. Eine Bildgröße von 960×960 Pixel und eine Framerate von 3 kHz im Doppelbildmodus stellen dabei einen guten Kompromiss zwischen zeitlicher und räumlicher Auflösung der Messungen dar.

Durch ein Festhalten der Framerate bei 3 kHz ergeben sich für die verschiedenen Drehzahlen auf Kurbelwinkelbasis unterschiedliche zeitliche Auflösungen. So wird bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$ bei jedem Kurbelwinkel, bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ jeden zweiten, bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ jeden dritten und bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ jeden vierten Kurbelwinkel ein Doppelbild aufgenommen. Eine Ausnahme stellen dabei die Messungen in der Ebene $z = 6 \text{ mm}$ dar. Sie werden als Referenz für die weiter unten beschriebenen Messungen mit Einspritzung verwendet und wurden mit einer Auflösung von 768×768 Pixeln und einer Bildwiederholrate von 4,5 kHz (ein Doppelbild jeden zweiten Kurbelwinkel) durchgeführt.

Die Zahl der gemessenen Zyklen wurde abhängig vom Betriebspunkt gewählt. So wurden bei allen Messungen bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$, also dem Betriebspunkt, der auch mittels konventionellem PIV untersucht wurde, immer 200 aufeinander folgende Zyklen aufgenommen, um so eine gute Vergleichbarkeit zwischen den Messungen zu gewährleisten. Alle anderen Betriebspunkte

wurden aufgrund von Limitierung des Speicherplatzes und der benötigten Auswertezeiten jeweils mit 100 Zyklen pro Messebene abgedeckt.

Da bei High-Speed-Untersuchungen eine Linse auf der Unterseite der Glaskolbenkrone zu einer Defokussierung der Partikel während der Messung führen würde, wurde deshalb für diese Messungen ein Kolben ohne Linse verwendet. Als Folge ergeben sich leichte Einschränkungen der optischen Zugänglichkeit des Brennraums. Der einsehbare Bereich hängt dabei stark von der Messebene und dem Messzeitpunkt ab. Wird die Ebene $z = 10 \text{ mm}$ zum Zeitpunkt $\theta = 180^\circ \text{KW nGOT}$ betrachtet, ergeben sich praktisch keine Einschränkungen. In der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ bei $\theta = 140^\circ \text{KW nGOT}$ lassen sich jedoch nur ungefähr die inneren 60 mm des Brennraums einsehen. Ein Vorteil des linsenlosen Kolbens besteht jedoch darin, dass er die Partikelbilder nicht verzerrt. So ist zum einen der durch den Rand der Kolbenmulde begründete dunkle Ring deutlich weniger stark ausgeprägt (Abbildung 6-22) und zum anderen tritt zwischen den beiden Frames eines Doppelbildes kein von der Linse verursachter Zoomeffekt auf, der zu einer Pseudo-Radialbewegung der Partikel führt. Aus diesen Gründen lässt sich die Partikelbewegung beim Hin- und Herschalten der Frames mit bloßem Auge deutlich besser korrelieren. Die präziser übereinander liegenden Strahlprofile des High-Speed-Lasers tragen dabei sicherlich ebenfalls zur verbesserten Korrelierbarkeit bei.

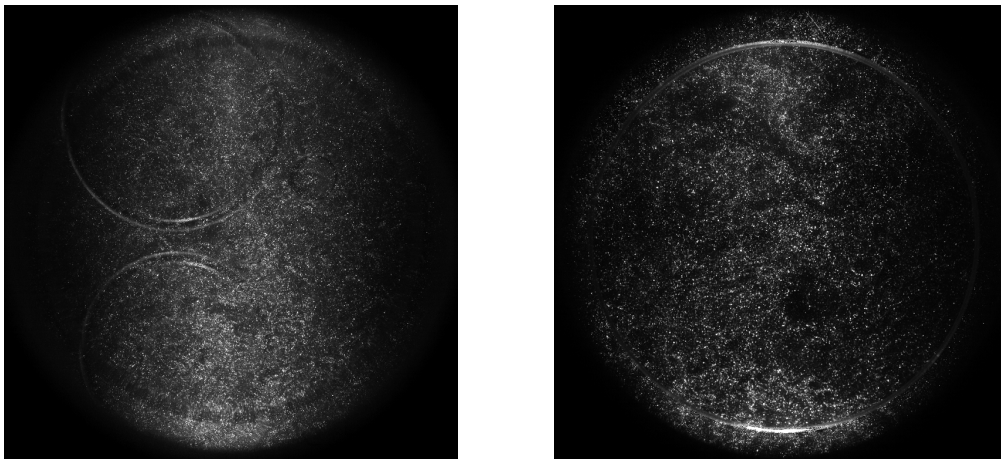


Abbildung 6-22: Partikelrohbild, aufgenommen mit HS-PIV-System bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$, links: $\theta = 240^\circ \text{KW nGOT}$, Ebene $z = 10 \text{ mm}$; rechts: $\theta = 160^\circ \text{KW nGOT}$, Ebene $z = -70 \text{ mm}$

Ebenfalls vorteilhaft wirkt sich die geringere Pulsenergie des Lasers auf Reflexe in Zylinderwandnähe, am Zylinderkopf und an den Ventilsitzen aus. Dennoch ist die Laserenergie hoch genug, um eine klare und intensive Abbildung der Partikel auf dem CMOS-Chip der Hochgeschwindigkeitskamera zu erhalten. So liegt die Intensität der Partikel zwischen ungefähr 1000 bis 4000 Counts, wohingegen sich die Hintergrundintensität über weite Bereiche zwischen ca. 300 - 400 Counts bewegt. Es wurde jeweils versucht, die optimale Partikeldichte in der Mitte der Kompressionsphase zu erreichen. In der späten Kompressionsphase nimmt die Hintergrundintensität aber aufgrund der steigenden Partikeldichte deutlich zu.

Die aufgenommen Partikelbilder besitzen jeweils eine Größe von ca. 2,8 MB pro Doppelbild. So laufen zum Beispiel bei Messungen in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$ und einer Auflösung von 1°KW bei der Erfassung von 100 Zyklen jeweils mehr als 100 GB an Daten pro Messlauf auf. Die Verwaltung und Handhabung solch großer Datenmengen gestaltet sich enorm ressourcen- und zeitintensiv.

6.4.2 Vertikale Messungen

PIV-Messungen in vertikalen Ebenen sind vor allem hinsichtlich der Visualisierung von Ventil- und Quetschspaltströmung interessant. Aufgrund der in Dieselmotoren dominanten Drallströmung standen diese Messungen jedoch nicht im Fokus der Strömungsuntersuchungen. Messungen erfolgten deshalb, abhängig vom verwendeten Messsystem, nur in einer bzw. drei Ebenen.

Konventionelle PIV-Messungen

Entsprechend der konventionellen PIV-Messungen in den horizontalen Ebenen wurden die konventionellen Untersuchungen in den vertikalen Ebenen jeweils nur in einem Betriebspunkt durchgeführt. Die Drehzahl betrug dabei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und der Ladedruck wurde auf $p_L = 1,2 \text{ bar}$ eingestellt. Messungen erfolgten in der Ventilebene sowie den Mittenebenen parallel und senkrecht zu dieser Ebene, grün und rot dargestellt in Abbildung 6-23. Das Lasersheet wurde dabei von der Seite durch den Glaszylinder in den Brennraum eingekoppelt. Die Aufnahme der Partikelbilder erfolgte ebenfalls von der Seite durch den Glaszylinder (Abbildung 6-13). Die Aufnahmezeitpunkte wurden, wie auch in der horizontalen Messebene, von Gaswechsel-OT bis Kompressions-OT in 20°KW -Schritten gewählt. Insgesamt wurden so pro Messebene 21 Messungen durchgeführt. Für jede dieser Messungen wurde die Kamera so platziert, dass sich das Objektiv ungefähr zwischen Zylinderkopf und Kolbenboden befindet, wodurch immer ein optimaler Blick in den Brennraum ermöglicht wurde. Außerdem wurde die CCD-Kamera hochkant montiert, um den rechteckigen Chip besser an Hub und Bohrung des Motors anpassen zu können. Bei jeder Messung wurde versucht, die Breite des Brennraums genau auf dem Chip abzubilden, dadurch bleibt die Auflösung der Partikelbilder in dieser Richtung immer ungefähr gleich. In der anderen Richtung wurde die Auflösung jeweils der Kolbenposition angepasst, wodurch diese zwischen 380 und 1150 Pixeln variiert. Aufgenommen wurden wiederum 200 Motorzyklen.

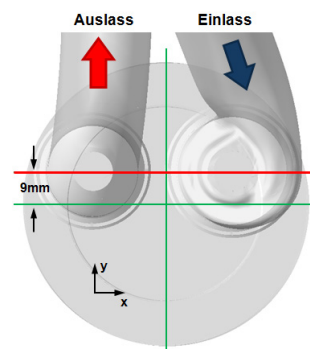


Abbildung 6-23: Horizontale Messebenen, grün und rot: konventionelles PIV; rot HS-PIV

Abbildung 6-24 stellt ein Partikelrohbild exemplarisch dar. Signalintensität sowie Signal-zu-Rausch-Verhältnis unterscheiden sich im Prinzip nicht von Aufnahmen in horizontalen Ebenen. Allerdings treten, wie in Abbildung 6-24 gut zu erkennen ist, in den vertikalen Ebenen mehrere ebenenspezifische Probleme auf. So führt zum einen das seitliche Einkoppeln des Laserlichtschnitts zu Reflexen an der Zylinderwand. Zum anderen reinigen die Kompressionsringe des Kolbens den unteren Teil des Zylinders von abgelagerten Graphitpartikeln. Im oberen Teil des Zylinders, in den die Kolbenringe nicht hineinlaufen, verbleiben die Partikel an der Glaslaufbuchse, wodurch der optische Zugang im Laufe der Messung zunehmend degradiert. Dies führt dazu, dass bei der Vektorkorrelation Vektoren im unteren Teil des Zylinders zuverlässiger ermittelt werden können als im oberen Teil. Allerdings kann es im Bereich des Glaszylinders, in dem die Kolbenringe laufen, zu Abrieb an der Zylinderwand kommen, der ebenfalls die Qualität der Messungen

beeinträchtigen kann, siehe Abbildung 0-4 im Anhang. Aufgrund des weiten Betrachtungsbereichs und des sich daraus ergebenden Blickwinkels ist zudem die Kolbenmulde nicht zu jedem Zeitpunkt komplett einsehbar. Abbildung 0-4 im Anhang zeigt ein Partikelbild, aufgenommen bei $\theta = 80^\circ \text{KW nGOT}$, einem Zeitpunkt, zu dem der Blick in die Mulde uneingeschränkt möglich ist.

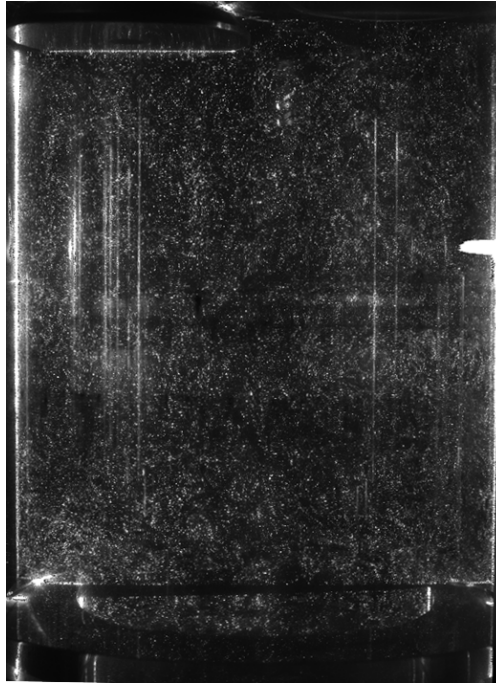


Abbildung 6-24: Partikelrohbild, aufgenommen mit konventionellem PIV-System in der Zylindermittenebene bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2 \text{ bar}$ und $\theta = 180^\circ \text{KW nGOT}$

High-Speed-PIV-Messungen

High-Speed-Messungen wurden ebenfalls bei vier verschiedenen Drehzahlen von $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ und bei drei verschiedenen Ladedrücken von $p_L = 1,0 - 1,2 \text{ bar}$ im Ansaug- und Kompressionstakt durchgeführt. Untersuchungen fanden dabei ausschließlich in der in Abbildung 6-23 rot dargestellten Ventilebene statt. Die räumliche Auflösung wie auch die Framerate wurden dabei bei $688 \times 896 \text{ Pixel}$ und 3 kHz konstant gehalten. Wie bei den horizontalen Messungen ergibt sich dadurch je nach Drehzahl eine zeitliche Auflösung von 1°KW bis 4°KW . Zusätzlich wurden Messungen über alle vier Takte durchgeführt, bei denen nur das obere Drittel des Brennraums mit $1024 \times 704 \text{ Pixel}$ aufgelöst wurde. Damit sollen Ventil- und Quetschspaltströmung genauer untersucht werden.

Die Zahl der aufgenommenen Motorzyklen ist vom jeweiligen Betriebspunkt abhängig. So wurden aufgrund der besseren Vergleichbarkeit mit den konventionellen Messungen bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$ 200 aufeinander folgende Zyklen erfasst. Bei allen weiteren Betriebspunkten wurde über 100 Zyklen hinweg gemessen.

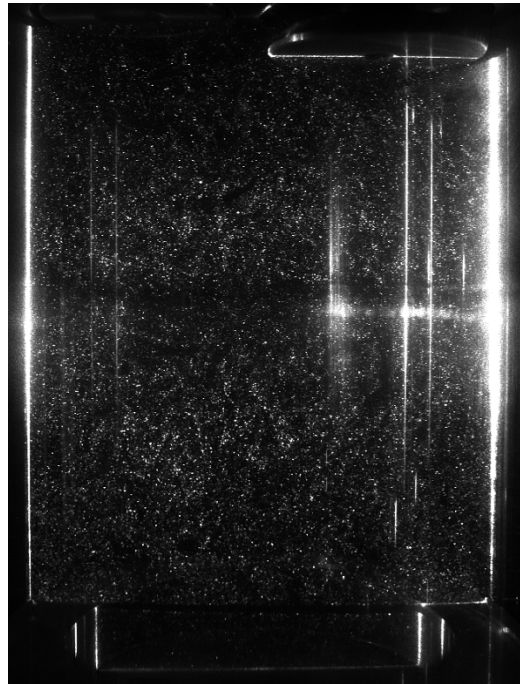


Abbildung 6-25: Partikelrohbild, aufgenommen mit HS-PIV-System in der Ventilmittenebene bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2 \text{ bar}$ und $\theta = 160^\circ \text{KW nGOT}$

In Abbildung 6-25 ist ein Partikelrohbild, das 160°KW nach Gaswechsel-OT aufgenommen wurde, dargestellt. Die gut erkennbaren Reflexe an der Zylinderwand sind auf allen High-Speed-PIV-Partikelbildern präsent. Diese Reflexe sind in der Ventilmittenebene wesentlich stärker ausgeprägt als in der Zylindermittenebene (vgl. Abbildung 6-24). Der Grund hierfür ist, dass der Lichtschnitt in diesem Fall nicht senkrecht zur Zylinderwand in den Brennraum eingekoppelt wird. Eine Zweiteilung des Zylinders in einen verschmutzten und einen nicht verschmutzten Teil ist im Falle der HS-Messungen aufgrund der kurzen Messzeit weniger stark ausgeprägt. Kolbenringabrieb an der Stelle, an der die Kompressionsringe umkehren, ist aber auch auf diesem Bild zu erahnen.

Da die Position der Kamera während der HS-PIV-Messungen unverändert bleibt, verschiebt sich deren Blickwinkel mit fortschreitender Kompression immer weiter nach oben. Durch den sich nach oben bewegenden Kolben wird der Blick in den Brennraum dabei zunehmend versperrt. Abbildung 0-5 im Anhang veranschaulicht diesen Fall. Zur Visualisierung der Quetschspaltströmung wurde die Kamera deshalb nach oben verschoben, siehe Abbildung 0-6 im Anhang. Die Abbildung verdeutlicht außerdem das Problem hoher Partikeldichten gegen Ende der Kompression bei HS-PIV-Messungen.

6.4.3 Einspritzuntersuchungen

Im Zuge der High-Speed-PIV-Messkampagne konnte der Nachweis erbracht werden, dass bei Verwendung von Graphit-Feststofftracern Strömungsmessungen in Dieselmotoren bis zum oberen Totpunkt möglich sind und dass trotz der relativ geringen Pulsenergie des Lasers kontrastreiche Partikelbilder im Motor aufgenommen werden können. Aufbauend auf diesen Ergebnissen, wurde in einem weiteren Schritt untersucht, wie sich Graphitpartikel und Messsystem bei Einspritzung von Kraftstoff verhalten und wie sich die Einspritzung auf die Strömung im Brennraum auswirkt. Dabei wurden Messungen in der Kolbenmulde bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$ in einer horizontalen Ebene, $z = 6 \text{ mm}$ unter dem Zylinderkopf, durchgeführt. Untersucht wurden vier verschiedene Einspritzmuster. Variiert wurden die Anzahl der Einspritzungen, der Einspritzdruck und der Zeitpunkt der einzelnen Einspritzungen sowie deren

Dauer, siehe Tabelle 6-1. Einspritzdruck und Ansteuerdauer wurden so gewählt, dass sich jeweils eine Einspritzmenge von ca. 2 mg pro Einspritzung ergab. Dies entspricht der typischen Menge einer Voreinspritzung in Dieselmotoren. Um eine Entflammung des eingespritzten Kraftstoffs zu vermeiden, wurde der Motor während der Einspritzuntersuchungen mit Stickstoff beschickt. Der verwendete Injektor besaß eine 6-Loch-Düse, deren Auslegung praktisch identisch mit der des Serieninjektors ist.

Tabelle 6-1: Einspritzmuster

Betriebspunkt		Mess- ebene [mm]	1. Einspritzung			2. Einspritzung		
Dreh- zahl [min ⁻¹]	Lade- druck [bar]		Einspritz- zeitpunkt [°KW vZOT]	Ansteuer- dauer [µs]	Einspritz- druck [bar]	Einspritz- zeitpunkt [°KW vZOT]	Ansteuer- dauer [µs]	Einspritz- druck [bar]
1500	1,2	6	20	400	400	8	400	400
		6	8	400	400	1	400	400
		6	8	400	400	-	-	-
		6	8	250	1200	-	-	-

Da die tatsächliche Einspritzdauer deutlich unter der Ansteuerdauer liegt, musste die zeitliche Auflösung der PIV-Messungen von 3°KW auf 2°KW erhöht werden, um sicherstellen zu können, dass die Kraftstoffeinspritzung auf 1-3 Partikelbildern abgebildet wird. Die Bildauflösung verringerte sich dadurch auf 768×768 Pixel. Betrachtet wurde jeweils über 100 Zyklen hinweg ein Bereich von $\theta = 90^\circ\text{KW}$ vor ZOT bis $\theta = 30^\circ\text{KW}$ nach ZOT.

Abbildung 6-26 zeigt Partikelrohbilder, die kurz vor, während und direkt nach der Einspritzung aufgenommen wurden. Das linke Bild lässt erkennen, dass vor der Einspritzung einzelne Partikel gut zu identifizieren sind, obwohl das Lasersheet neben dem Glaszylinder auch den Muldenkragen durchdringen muss, um Partikel in ihrem Inneren beleuchten zu können. Dafür ist eine sorgfältige Anpassung der Seedingdichte an den Aufnahmebereich besonders wichtig. Das mittlere Bild zeigt die Einspritzstrahlen des 6-Loch-Injektors. Die Pixel, die auf dem Partikelbild die dichten Bereiche des Kraftstoffsprays abbilden, sind dabei in Sättigung. Dennoch lassen sich in der Detailansicht, in Abbildung 6-27, nach wie vor neben dem Spray auch Einzelpartikel gut erkennen. Die Bilder verdeutlichen außerdem, dass es durch die Kraftstoffstrahlen kaum zu einer Abschattung von Bereichen kommt, die hinter dem Spray liegen. Das rechte Bild in Abbildung 6-26, das direkt nach der Einspritzung aufgenommen wurde, belegt, dass der Eintrag von flüssigem Kraftstoff in den Brennraum nicht zu einer Agglomeration von Partikeln oder deren Ablagerung an der Kolbenmuldenwand führt. Vielmehr sind auch nach der Einspritzung Einzelpartikel deutlich zu erkennen. Aus den hier genannten Gründen ist davon auszugehen, dass eine Vektorfeldberechnung auf Basis solcher Partikelbilder auch während und nach der Einspritzung möglich ist.



Abbildung 6-26: Partikelrohbilder, aufgenommen vor, während und nach der Einspritzung, Einspritzdruck $p_{\text{ein}} = 1200 \text{ bar}$, Einspritzzeitpunkt $\theta_{\text{ein}} = 8^\circ \text{KW vZOT}$, Einspritzdauer $t_i = 250 \mu\text{s}$, Drehzahl $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, Ladedruck $p_L = 1,2 \text{ bar}$; der Strahlengang des Lasers verläuft von unten nach oben.

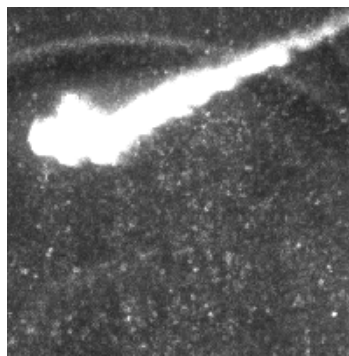


Abbildung 6-27: Detailansicht eines von Tracerpartikeln umgebenen Einspritzstrahls, Randbedingungen siehe Abbildung 6-26

6.5 Zusammenfassung – Vor- und Nachteile von konventioneller und High-Speed-PIV

Nachfolgend sollen kurz die Erfahrungen, die beim Einsatz des konventionellen sowie des High-Speed-PIV-Systems zur Analyse der Zylinderinnenströmung des Dieselmotors gemacht wurden, zusammengefasst und eine Bewertung der Eignung der Systeme für diese Anwendung vorgenommen werden.

Generell besitzt das HS-PIV-System gegenüber dem konventionellen System einige wesentliche Vorteile. So können damit innerhalb weniger Stunden Messungen am Motor durchgeführt werden, für die beim Einsatz des konventionellen Systems Wochen bzw. Monate benötigt würden. Außerdem erlaubt es das Hochgeschwindigkeitssystem, die Brennraumströmung aufeinander folgender Motorzyklen zeitlich hoch aufzulösen. Das konventionelle System hingegen lässt nur das Erfassen der Strömung zu einem bestimmten Zeitpunkt jeden x -ten Zyklus in Form einer Momentaufnahme zu. Da lange Messzeiten an transparenten Dieselmotoren nur schwer zu realisieren sind, stellt die Schnelligkeit des High-Speed-PIV-Systems gegenüber dem konventionellen System einen großen Vorteil dar. Allerdings ist auch bei modernen Systemen die räumliche Auflösung von Hochgeschwindigkeitssystemen in der Regel immer noch geringer als die von konventionellen Messsystemen. Dies kann gerade bei der Untersuchung von Strömungen, in denen eine Vielzahl kleiner Wirbelstrukturen auftritt, von Nachteil sein. Hauptproblem der High-Speed Messtechnik stellt jedoch die enorme Menge an Messdaten dar, die innerhalb kürzester Zeit generiert wird. Ihre

Handhabung und Speicherung, aber vor allem ihre Auswertung ist äußerst ressourcen- und zeitintensiv. So dauerte die Korrelation von Partikelbildern einer einzelnen Messung, die in weniger als zwei Minuten aufgenommen worden waren, selbst im Rechnerverbund mehrere Tage. Eine vollständige Automatisierung der Auswertung ist dabei unerlässlich. Die Auswertung eines Bildsatzes, der während einer konventionellen PIV-Messung aufgenommen wurde, dauerte zum Vergleich lediglich ungefähr eine Stunde auf einem Einzelrechner. Ein weiterer Vorteil des konventionellen Systems ist, dass es den Einsatz eines Kolbens mit eingeschliffener Linse erlaubt und so Aufnahmen des gesamten Brennraums gemacht werden können. Der damit einhergehende Kalibrier- und Justieraufwand während der Messung ist aber sehr hoch, bei High-Speed-Messungen reduziert sich dieser auf ein Minimum. Allerdings können in diesem Fall, abhängig von Messebene und Kolbenposition, Randbereiche des Zylinders messtechnisch nicht erfasst werden. Bei High-Speed-PIV-Messungen über einen großen Kurbelwinkelbereich erwies es sich außerdem als schwierig, die Partikeldichte optimal einzustellen. Dies machte in der Folge eine Vielzahl von Wiederholungsmessungen erforderlich. Bei Untersuchungen, die mit dem konventionellen System durchgeführt wurden, konnte eine geeignete Seedingdichte für den jeweiligen Zeitpunkt des Motorzyklus hingegen relativ problemlos eingestellt werden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass das High-Speed-System trotz der geringen Laserleistung Partikelbilder lieferte, die qualitativ mit denen des konventionellen Systems vergleichbar waren. Zudem erbrachten diese Partikelbilder bei der Kreuzkorrelation teils deutlich bessere Ergebnisse als die, die mit dem konventionellen System aufgenommen wurden. Im Wesentlichen werden dafür drei Punkte verantwortlich gemacht: Die größten Probleme verursachten vermutlich das ungleichmäßige Profil der Laser und die nicht optimal übereinander liegenden Lichtschnitte. Dadurch wurden selbst bei ruhendem Fluid teilweise unterschiedliche Partikel angeleuchtet, was eine korrekte Vektorrechnung unmöglich macht. Ein weiterer Punkt, der sich negativ auf die Korrelationsqualität auswirkte, waren die von der Kolbenlinse verursachten Bildverzerrungen. Sie konnten offensichtlich durch eine Entzerrung der Bilder nur bedingt ausgeglichen werden. Ein dritter, und in diesem Zusammenhang nicht zu vernachlässigender Aspekt, ist der zu Beginn der konventionellen PIV-Messkampagne noch eingeschränkte Erfahrungsstand des Systembedieners hinsichtlich Motorverhalten, Partikelseeding, erforderlicher Pulsenergie, Bildauswertung, usw..

Grundsätzlich ergeben sich jedoch beim Einsatz von High-Speed-Messsystemen dadurch, dass sie z.B. eine zyklusindividuelle Visualisierung der Ausbildung der Drallströmung im Zylinder erlauben, ganz neue Möglichkeiten beim Erschließen der Vorgänge im Brennraum. Allerdings ist, in der Summe betrachtet, der damit verbundene Aufwand trotz der deutlich kürzeren Messzeiten kaum geringer als er es beim Einsatz eines konventionellen PIV-Systems wäre. Ausschlaggebend ist dafür die sehr zeitaufwändige Auswertung der großen Datenmengen. Dennoch stellt High-Speed-PIV heute das Mittel der Wahl für die Untersuchung von Strömungsvorgängen im Zylinder eines Verbrennungsmotors dar.

Tabelle 6-2: Zusammenfassung der konventionellen PIV Messungen

Betriebspunkt		Konventionelles PIV							
		horizontal				vertikal			
Drehzahl [min ⁻¹]	Ladedruck [bar]	Ebene [mm]	Zeitpunkt [°KW nGOT]	Auflösung	Anzahl Zyklen	Ebene [mm]	Zeitpunkt [°KW nGOT]	Auflösung	Anzahl Zyklen
1500	1,2	2	0, 13, 20, 26, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 180, 200, 220, 240, 260, 280, 300, 320, 330, 340, 347, 360	1000×1000	200	L1	0, 360	1120×380	200
							20, 340	1280×580	
							30, 330	1280×580	
							40, 320	1280×800	
							60, 300	1280×800	
							80, 280	1280×900	
							100, 260	1060×960	
							120, 240	960×1025	
							140, 220	830×1150	
							160, 200	830×1150	
1500	1,2	6	0, 18, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 180, 200, 220, 240, 260, 280, 300, 320, 330, 342, 360	1000×1000	200	L2	180	830×1150	200
							0, 360	1280×480	
							20, 340	1280×545	
							30, 330	1280×545	
							40, 320	1280×704	
							60, 300	1280×704	
							80, 280	1280×1024	
							100, 260	1280×1024	
							120, 240	1024×1280	
							140, 220	1024×1280	
1500	1,2	10	20, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 180, 200, 220, 240, 260, 280, 300, 320, 330, 340	1000×1000	200	L3	160, 200	1024×1280	200
							180	1024×1280	
							0, 360	1280×512	
							20, 340	1280×512	
							30, 330	1280×512	
							40, 320	1280×704	
							60, 300	1280×704	
							80, 280	1280×1024	
							100, 260	1280×1024	
							120, 240	1280×1024	
1500	1,2	20	42, 48, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 180, 200, 220, 240, 260, 280, 300, 312, 318	1000×1000	200				
1500	1,2	30	58, 62, 80, 100, 120, 140, 160, 180, 200, 220, 240, 260, 280, 298, 302	1000×1000	200				
1500	1,2	40	73, 78, 100, 120, 140, 160, 180, 200, 220, 240, 260, 282, 287	1000×1000	200				
1500	1,2	50	89, 93, 120, 140, 160, 180, 200, 220, 240, 267, 271	1000×1000	200				
1500	1,2	60	103, 106, 120, 140, 160, 180, 200, 220, 240, 254, 257	1000×1000	200				
1500	1,2	70	116, 123, 140, 160, 180, 200, 220, 237, 244	1000×1000	200				
1500	1,2	80	137, 149, 180, 211, 223	1000×1000	200				
1500	1,2	84	150, 180, 210	1000×1000	200				
1500	1,2	87	180	1000×1000	200				

Tabelle 6-3: Zusammenfassung der High-Speed-PIV-Messungen in horizontalen Ebenen

Betriebspunkt					High-Speed					
Drehzahl [min ⁻¹]	Lade- druck [bar]	Einspritzung			horizontal					
					Ebene [mm]	Takte	Auflösung		Frame- rate	Anzahl Zyklen
		Ja/ Nein	Anzahl	Druck [bar]			räumlich	zeitlich		
500	1,2	nein			10	1,2	960×960	1°KW	3 kHz	100
					40					
					70					
1000	1,2	nein			10	1,2	960×960	2°KW	3 kHz	100
					40					
					70					
1500	1,0	nein			10	1,2	960×960	3°KW	3 kHz	100
					40					
					70					
	1,1	nein			10	1,2	960×960	3°KW	3 kHz	100
					40					
					70					
	1,2	nein			6	1,2,3,4	960×960	3°KW	3 kHz	100
					10					
					40					
		ja	1	400	6	2,3	768×768	2°KW	4,5 kHz	100
					6					
					6					
2000	1,2	nein			6	1,2	960×960	4°KW	3 kHz	100
					10					
					40					
					70					

Tabelle 6-4: Zusammenfassung der High-Speed-PIV-Messungen in der Ventilebene

Betriebspunkt					High-Speed					
Drehzahl [min ⁻¹]	Lade- druck [bar]	Einspritzung			vertikal					
					Ebene	Takte	Auflösung		Framerate	Anzahl Zyklen
		ja/ nein	Anzahl	Druck [bar]			räumlich	zeitlich		
500	1,2	nein			V1	1,2	960×960	1°KW	3 kHz	100
1000	1,2	nein			V1	1,2	960×960	2°KW	3 kHz	100
1500	1,0	nein			V1	1,2	960×960	3°KW	3 kHz	100
	1,1	nein			V1	1,2	960×960	3°KW	3 kHz	100
	1,2	nein			V1	1,2,3,4	1024×704	3°KW	3 kHz	70
					V1	1,2	960×960	3°KW	3 kHz	200
2000	1,2	nein			V1	1,2	960×960	4°KW	3 kHz	100

7 Kinetische Energie und Turbulenz der Brennraumströmung

Die kinetische Energie der Zylinderinnenströmung sowie deren Turbulenzniveau bilden für die Gemischbildung, den Entflammungsprozess, die Verbrennung sowie die Schadstoffbildung in einem Motor zentrale Größen (22), (138), (139), (67), (140). Insbesondere die Turbulenz bestimmt Gemischbildung und Verbrennung maßgeblich. Einerseits transportiert Turbulenz Stoffe (z.B. Kraftstoffdampf), Wärme (innere Energie) und auch Impuls um ein Vielfaches schneller als molekulare Diffusionsprozesse, wodurch sie insbesondere die letzte Phase der Gemischbildung entscheidend beschleunigt, andererseits hat sie maßgeblichen Einfluss auf die Flammenfortschrittsgeschwindigkeit während der Verbrennung (22).

Kinetische Energie und Turbulenz können anhand von HS-PIV Messdaten zeitaufgelöst ermittelt werden. Im folgenden Kapitel geht es zuerst um eine allgemeine Definition der kinetischen Energie sowie der Turbulenz, bevor dann die Herausforderungen bei der Bestimmung von kinetischer Energie und Turbulenz in Motoren auf Basis von 2D2C-Vektorfeldern thematisiert werden. Außerdem wird diskutiert, wie sich die Möglichkeit, gleichzeitig Struktur und Geschwindigkeit der Zylinderinnenströmung mehrerer aufeinander folgender Zyklen mittels PIV bestimmen zu können, auf die Interpretation der Turbulenz innermotorischer Strömungen auswirkt.

7.1 Allgemeine Definition von kinetischer Energie und Turbulenz

Misst man in einer stationären Strömung die instantane Geschwindigkeit u_i der Fluidteilchen, so schwankt diese, wie in Abbildung 7-1 dargestellt, mit der fluktuierenden Geschwindigkeit u'_i um eine konstante mittlere Geschwindigkeit \bar{u}_i . Damit ergibt sich für die instantane Geschwindigkeit u_i also folgender Zusammenhang (122), (141):

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i. \quad (7-1)$$

Der Index i gibt dabei die Richtung der Geschwindigkeit in einem kartesischen Koordinatensystem an. In einer Strömung mit isotroper Turbulenz sind die Geschwindigkeitsfluktuationen in allen drei Raumrichtungen gleich stark ausgeprägt; ihr zeitliches Mittel ist definitionsgemäß identisch null.

Die Zerlegung der instantanen Geschwindigkeit u_i in eine mittlere Geschwindigkeit \bar{u}_i und eine fluktuierende Geschwindigkeit u'_i wird als Reynoldszerlegung bezeichnet. Für eine stationäre Strömung ist \bar{u}_i durch das zeitliche Mittel der instantanen Geschwindigkeit u_i gegeben.

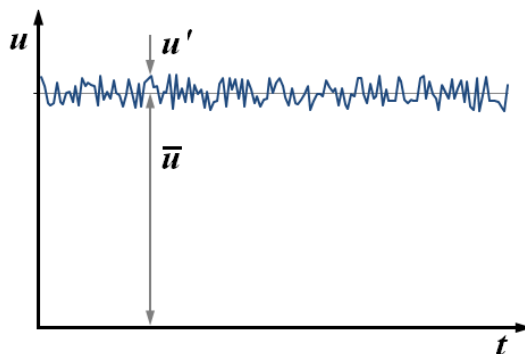


Abbildung 7-1: Turbulente Strömung, Geschwindigkeitsfluktuationen um einen Mittelwert

Die spezifische kinetische Energie E eines Strömungsfeldes ist für ein Fluid mit konstanter Dichte beschrieben als

$$E = \frac{1}{2}(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) \quad (7-2)$$

und schließt somit die kinetische Energie der in der Regel eher großskaligen Hauptströmung als auch die der typischerweise eher kleinskaligen Fluktuationen mit ein.

Die turbulente kinetische Energie k hingegen bezieht sich nur auf den fluktuierenden Teil der Geschwindigkeit und ist wie folgt definiert:

$$k = \frac{1}{2}(u'_x{}^2 + u'_y{}^2 + u'_z{}^2) \quad (7-3)$$

Generell gilt, je kleinskaliger die Struktur einer Strömung wird, desto geringer wird auch die kinetische Energie. Im Umkehrschluss bedeutet das, großskalige, kohärente Strukturen besitzen üblicherweise eine hohe kinetische Energie (90).

Somit kann die numerische Berechnung der räumlich gemittelten, kinetischen Energie beispielsweise anhand von stereoskopischen PIV-Messdaten nach Druault et al. (142) erfolgen durch:

$$E = \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_y} \frac{1}{2} \frac{u_x^2(x_i, y_j) + u_y^2(x_i, y_j) + u_z^2(x_i, y_j)}{n_x \cdot n_y} \quad (7-4)$$

Die in den drei Raumrichtungen gemessenen Geschwindigkeiten sind dabei gegeben durch u_x , u_y und u_z , x_i und y_j beschreiben den Ort im Strömungsfeld und n_x und n_y geben die Gesamtzahl der Vektoren in beiden Richtungen der Messebene an.

Entsprechend ergibt sich unter Verwendung der fluktuierenden Geschwindigkeit u'_i dann die räumlich gemittelte, turbulente kinetische Energie k des Strömungsfelds:

$$k = \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_y} \frac{1}{2} \frac{u'^2_x(x_i, y_j) + u'^2_y(x_i, y_j) + u'^2_z(x_i, y_j)}{n_x \cdot n_y} \quad (7-5)$$

7.2 Experimentelle Ermittlung von kinetischer Energie und Turbulenz motorischer Strömung anhand von 2D2C-PIV-Daten

Wird die kinetische Energie sowie die turbulente kinetische Energie der Zylinderinnenströmung anhand von im Motor gemessenen 2D2C-PIV-Daten ermittelt, so ergeben sich aus den Randbedingungen des Experiments Einschränkungen, die insbesondere bei der Interpretation der Turbulenz zu beachten sind. Im Folgenden wird ein Überblick gegeben, welche Aspekte dabei zu berücksichtigen sind.

Dichteänderung des Arbeitsgases

Wie für Strömungen generell, gelten auch für die Zylinderinnenströmung die Kontinuitäts- bzw. Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Wärme. Die erste Erhaltungsgleichung beschreibt den Massenerhalt in den Grenzen eines definierten Kontrollvolumens innerhalb der Strömung. Die Erhaltungsgleichung lautet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho u) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \text{div} u + u \text{grad} \rho = 0 \quad (7-6)$$

Dabei beziehen sich u_x , u_y und u_z auf die Geschwindigkeit in der jeweiligen Raumrichtung und ρ auf die Dichte des Gases. $\text{grad} \rho$ beschreibt die örtliche Änderung der Gasdichte. Da die Dichte des Arbeitsgases im gesamten Zylinder räumlich homogen ist, wird dieser Term für das Gas im Brennraum zu null. Die zeitliche Änderung der Dichte wird durch $\partial \rho / \partial t$ beschrieben. Demnach ist also eine zeitliche Änderung der Gasdichte gleichbedeutend mit einer konvektiven Bewegung des Fluids mit den Geschwindigkeiten u_i .

Da sich die Gasdichte im Brennraum eines Motors aber während des Kompressionstaktes erhöht, führt eine Nichtberücksichtigung dieser Änderung bei der Berechnung zu einem Fehler, sowohl für die kinetische als auch für die turbulente kinetische Energie im Kompressionstakt. In der vorliegenden Arbeit wurde allerdings auf eine Dichtekorrektur verzichtet, da diese entweder sehr aufwändig wäre oder ebenfalls mit groben Annahmen zur Blowby- und Brennraumtemperatur einhergehen würde (90).

Räumliche und zeitliche Auflösung der PIV-Messungen

Wie bereits in Abschnitt 6.1.4 beschrieben, ist das Vermögen von PIV, kleine Wirbelskalen aufzulösen, begrenzt. Zum einen ist die räumliche Auflösung durch die Größe des Interrogationsfensters (in Verbindung mit dem Abbildemaßstab) beschränkt, da die Strömungsgeschwindigkeit über das Auswertefenster gemittelt wird. Zum anderen wird die zeitliche Auflösung durch den Abstand der beiden Laserpulse limitiert, da nur die mittlere Strömungsgeschwindigkeit zwischen den beiden Pulsen erfasst wird. Im vorliegenden Falle liegt die räumliche Auflösung bei $\approx 2,3$ mm und die zeitliche zwischen 6 bis 35 μs . Da nach Fajardo und Sick (29) bzw. nach Farrell (143) die kleinsten Skalen in der Brennraumströmung aber irgendwo zwischen 10 und 50 μm bzw. bei 10 μs zu erwarten sind, bleibt deren Beitrag zur Turbulenz unberücksichtigt. Das bedeutet, bedingt durch das Messprinzip der Particle Image Velocimetry oder vielmehr durch heutige Hardware-Beschränkungen von Kamera, Optik und Laser, wird die turbulente kinetische Energie grundsätzlich unterschätzt. Eine Abschätzung, wie stark die turbulente kinetische Energie in den vergleichenden Untersuchungen unterschätzt wird, findet sich in der Arbeit von Eva Brußies (12). Hier wird für einen Beispielfall in der Mitte des Kompressionstaktes mit Simulationen ein Modellspektrum der Turbulenz für diesen Versuchsträger erstellt. Anhand des Spektrums lässt sich ableiten, dass für den betrachteten Fall die PIV-Messung mehr als 80% der gesamten turbulenten kinetischen Energie erfasst.

Messung von 2D2C-Vektorfeldern

Im Gegensatz zu dem unter Punkt 7.1 aufgeführten Fall, wurden bei den hier beschriebenen Messungen nicht die Geschwindigkeiten in allen drei Raumrichtungen gemessen, sondern nur die in der Messebene liegenden Geschwindigkeiten u_x und u_y . Dadurch reduziert sich Formel 7-4 zur Berechnung der kinetischen Energie zu

$$E = \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_y} \frac{1}{2} \frac{u_x^2(x_i, y_j) + u_y^2(x_i, y_j)}{n_x \cdot n_y} \quad (7-7)$$

und Formel 7-5 zur Berechnung der turbulenten kinetischen Energie des 2D2C-Vektorfelds zu

$$k = \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_y} \frac{1}{2} \frac{u'_x{}^2(x_i, y_j) + u'_y{}^2(x_i, y_j)}{n_x \cdot n_y}. \quad (7-8)$$

Die fehlende dritte Geschwindigkeitskomponente wirkt sich, abhängig vom Kurbelwinkel, unterschiedlich auf die kinetische Energie und die turbulente kinetische Energie aus. So kann davon ausgegangen werden, dass die kinetische Energie der Strömung im Brennraum in der Ansaugphase, aufgrund ihres zu diesem Zeitpunkt klar dreidimensionalen Charakters, signifikant unterschätzt wird. In der Kompressionsphase hingegen, in der die Hauptströmungsrichtung in der Messebene liegt und Strömungsgeschwindigkeiten normal zur Messebene sehr gering sind, kann die kinetische Energie deutlich exakter bestimmt werden. Für die turbulente kinetische Energie ergibt sich, zumindest für die Ansaugphase, ein ähnlicher Zusammenhang. In welchem Maße die turbulente kinetische Energie in der Kompressionsphase unterschätzt wird, hängt von der Isotropie der Turbulenz ab.

Isotropie

In einer Strömung mit isotroper Turbulenz fluktuiert die Geschwindigkeit in allen Raumrichtungen gleich stark. Für isotrope Turbulenz kann deshalb bei Kenntnis der Geschwindigkeiten u'_x und u'_y die Geschwindigkeit u'_z über folgenden Zusammenhang berechnet werden (90):

$$u'_z{}^2 = \frac{1}{2} u'_x{}^2 + \frac{1}{2} u'_y{}^2 \quad (7-9)$$

In der Literatur werden bezüglich der Turbulenzisotropie der Brennraumströmung allerdings unterschiedliche Standpunkte vertreten. So deuten die Untersuchungen von Müller (90) darauf hin, dass die Turbulenz im Zylinder in der Kompressionsphase weitgehend isotrop ist. Auf der anderen Seite gehen beispielsweise Fajardo und Sick (29), Gleißner (24) sowie Baum et al. (10) davon aus, dass die Isotropiebedingung für motorische Strömungen nicht erfüllt ist. Aus diesem Grund wird für die hier beschriebenen Untersuchungen darauf verzichtet, die dritte Geschwindigkeitskomponente hinzu zu addieren. Dies bedeutet, dass abhängig vom tatsächlichen Isotropiegrad der Turbulenz der hier vermessenen Brennraumströmung, die turbulente kinetische Energie mehr oder weniger stark unterschätzt wird.

Instationarität bzw. Periodizität der Zylinderinnenströmung

Der hinsichtlich der Turbulenzbestimmung wesentlichste Unterschied der im Brennraum eines Motors auftretenden Strömung zu der unter Punkt 7.1 beschriebenen Strömung ist deren ausgeprägte Instationarität. Dies bedeutet, die Geschwindigkeit der Hauptströmung im Zylinder ändert sich, wie in den vorangehenden Kapiteln ausführlich gezeigt, während des Ansaug- und Kompressionstakts nicht nur in Abhängigkeit des Ortes, sondern auch in Abhängigkeit der Zeit.

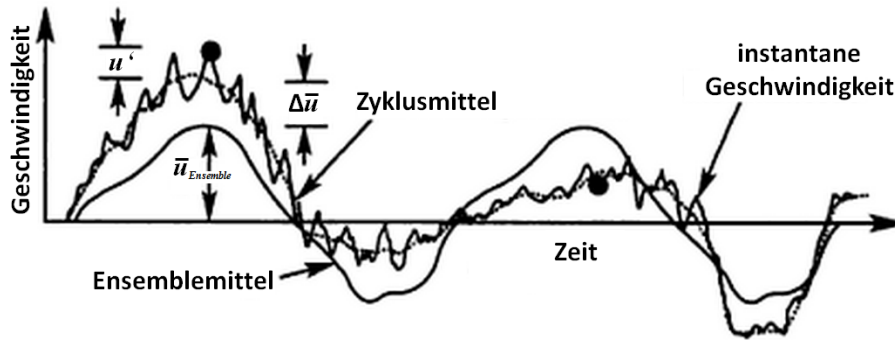


Abbildung 7-2: Geschwindigkeitsänderung der Brennraumströmung an einem Ort über der Zeit bzw. Kurbelwinkel über zwei aufeinander folgende Zyklen. Die beiden Punkte repräsentieren instantane Geschwindigkeiten, gemessen zum selben Kurbelwinkel (22), (153)

Abbildung 7-2 zeigt die zeitliche Änderung der Strömungsgeschwindigkeit an einem festen Ort im Brennraum über zwei Motorzyklen (22). Dargestellt sind der Verlauf der instantanen Geschwindigkeit, das zyklusindividuelle Mittel (gepunktete Linie) sowie das Ensemblemittel (durchgezogene Linie).

Durch diese Betrachtung wird klar, dass ein zeitlicher Mittelwert der instantanen Geschwindigkeit u_i nicht, wie in Abschnitt 7.1 beschrieben, für die Ermittlung der fluktuierenden Geschwindigkeit u'_i mittels Reynolds-Zerlegung herangezogen werden kann

$$u'_i = u_i - \bar{u}_i \quad (7-10)$$

Da es sich aber bei der motorischen Strömung um einen periodischen Prozess handelt, wird üblicherweise anstelle der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit die phasengemittelte Geschwindigkeit herangezogen. Voraussetzung dafür ist die Annahme, dass sich die mittlere Strömung in einem Zyklus in den darauffolgenden Zyklen wiederholt (118) und dass über eine ausreichend große Zahl an Zyklen gemittelt wird. Das Phasenmittel berechnet sich dabei nach Lumley (22) und Rask (144) wie folgt:

$$\bar{u}(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i(\theta) \quad (7-11)$$

θ beschreibt hier den Kurbelwinkel und N die Anzahl der Messungen, über die gemittelt wird.

Betrachtet man die beiden in Abbildung 7-2 dargestellten Punkte, die die instantane Geschwindigkeit der Brennraumströmung zum selben Kurbelwinkel in zwei aufeinander folgenden Zyklen beschreiben, ist naheliegend, dass deren mittlere Geschwindigkeit ungefähr auf der Kurve der phasengemittelten, hier als ensemblemittelte Geschwindigkeit bezeichnet, liegt. Genauso offensichtlich ist aber auch, dass sich die Zyklusmittel, entgegen der Annahme, nicht entsprechen und sich somit die phasengemittelte Geschwindigkeit deutlich von der zyklusindividuellen, mittleren Geschwindigkeit der Hauptströmung unterscheidet (104). Außerdem wird deutlich, dass die Fluktuationen der instantanen Geschwindigkeit um den zyklusindividuellen Mittelwert deutlich geringer sind als die um das Phasenmittel. Die Ursache dafür liegt in Schwankungen der Hauptströmung von Zyklus zu Zyklus. Die Hauptströmung wird dabei im Wesentlichen von den großen Skalen der Zylinderinnenströmung, also dem Drallwirbel, repräsentiert (145).

Wie sich dieses Phänomen, bezogen auf die hier im Transparentmotor gemessenen Strömungsfelder darstellt, zeigt Abbildung 7-3. Die beiden Vektorfelder links (oben Gesamtfeld, unten Detailansicht) zeigen Beispiele zweier instantaner Strömungsfelder, gemessen in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$ zum Zeitpunkt $\theta = 320^\circ \text{KW nGOT}$. Das Vektorfeld rechts zeigt das Phasenmittel über 230 Zyklen. Die

instantanen Strömungsfelder eins und zwei sind Teil des Ensembles, über das gemittelt wurde. Wie zu erkennen ist, liegt das Zentrum der Drallströmung im Phasenmittel nahezu in der Mitte des Zylinders. Die Drallzentren der auf den instantanen Vektorfeldern sichtbaren Wirbel liegen hingegen in jeweils entgegengesetzter Richtung, ca. 8 bis 10 mm außerhalb der Mitte. Abbildung 7-3 zeigt eindrücklich, wie Zyklus-schwankungen großer Strukturen die über Reynolds-Zerlegung und Phasenmittel bestimmten, fluktuierenden Geschwindigkeiten lokal signifikant beeinflussen. Folglich sind also auch die ermittelten Turbulenzwerte davon abhängig, wie stark die makroskopische Strömung im Zylinder von Zyklus zu Zyklus variiert.

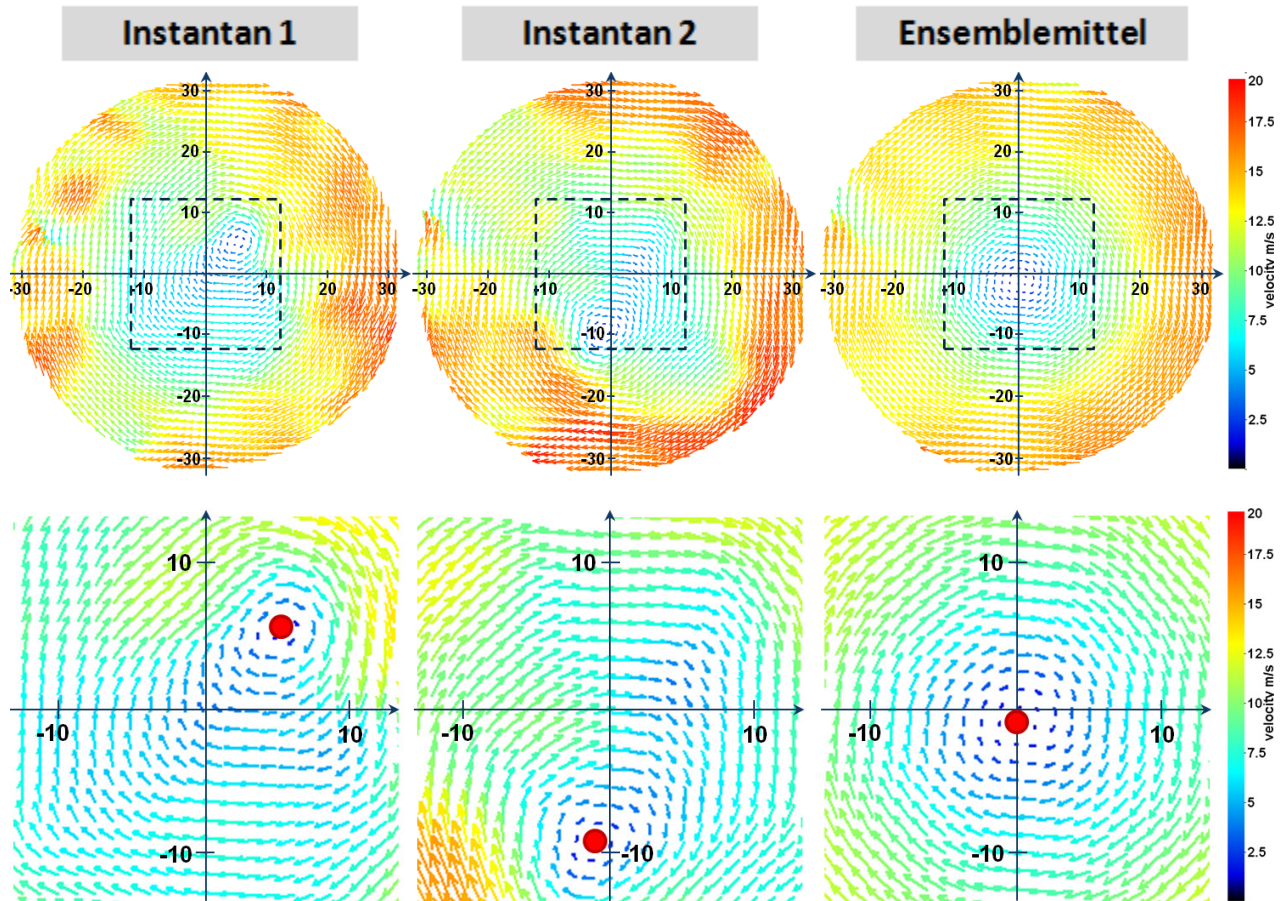


Abbildung 7-3: Vergleich zweier instantaner Vektorfelder mit dem über 230 Zyklen gemittelten Phasenmittel, $\theta = 320^\circ \text{KW nGOT}$, $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $z = 10 \text{ mm}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Die Frage, ob die den Zyklusschwankungen der Grobstruktur geschuldeten, lokalen Geschwindigkeitsfluktuationen nun tatsächlich einen Beitrag zur Turbulenz leisten sollten, ist im Prinzip so alt wie die Möglichkeit, Strömungsgeschwindigkeiten im Brennraum zu messen. Sie wird in der Literatur heftig und kontrovers diskutiert. Einen sehr guten Überblick über die Diskussion geben Catania und Mittica (71), (63), Funk et al. (30), Reuss (104), Cosadia et al. (121) sowie Baby et al. (103). Hier finden sich außerdem zahlreiche, weiterführende Literaturverweise.

Laut Funk et al. (30) verlief die Diskussion bisher ergebnislos, auch nach Baby et al. (103) bleibt die Frage offen. Ghandhi et al. (106) sehen in der Definition eines geeigneten Mittelwerts die fundamentale Herausforderung der Turbulenzbestimmung in Motoren. Rouland et al. (145) bewerten die Verwendung des Phasenmittels zur Turbulenzbestimmung als unbefriedigend. Für El Tahry und Haworth (146) hingegen ist die Verwendung des Phasenmittels gerechtfertigt, da in Anlehnung an die RANS-basierte Bestimmung der Turbulenz in der numerischen Strömungssimulation Zyklusschwankungen als impliziter Teil turbulenter Schwankungen betrachtet werden. Catania und Mittica vertreten die Meinung, dass für Motorströmungen

die Definition von Turbulenz grundsätzlich problematisch sei (71) und sie trotz umfangreicher Untersuchungen weiterer Aufmerksamkeit bedürfe (63).

So finden sich in diesem Kontext an verschiedener Stelle in der Literatur Begriffe wie „real turbulence“ (70), (74), „pseudo-fluctuations“ (147), „apparent turbulence“ (143), (148), „real velocity fluctuations“ (145) oder „true turbulence“ (103), (149), (82). Dahinter steht das experimentell geprägte Verständnis, dass Zyklusschwankungen der großen Skalen die Verbrennung im Motor physikalisch anders beeinflussen als die turbulenten Bewegungen kleiner Skalen. Kleinskalige Turbulenz wirkt sich danach durch eine Erhöhung der Speziesdiffusion auf die Gemischbildung (63), (104), (103), (121), das Flammkernwachstum (118), (102), (150), die Struktur der Flammenfront (145) und auch auf deren Fortschritt (103), (63) aus. Großskalige Strukturen hingegen steuern vielmehr den Transport des Flammkerns (103), (118), (150). Dieser Sachverhalt wird auch eindrücklich bei Buschbeck et al. (28), (151) beschrieben. Sowohl Fajardo und Sick (152) als auch Reuss (104) heben in diesem Zusammenhang hervor, dass die Zyklusschwankungen großer Strukturen auch deshalb separat von turbulenten Fluktuationen betrachtet werden müssen, da diese, wenn die Variationen von Zyklus zu Zyklus zu groß werden, zu Verbrennungsaussetzern führen können und das auch selbst dann, wenn die phasengemittelte Strömung dies nicht erwarten lässt.

Ein weiterer Aspekt wird von Cosadia et al. (121) und von Rouland et al. (145) angeführt. Sie bemängeln, dass der Beitrag zur Turbulenz, der sich über die Schwankungen von großen Skalen von Zyklus zu Zyklus ergibt, nicht mit der klassischen Sicht der Fluidmechanik, Turbulenz werde in Scherschichten generiert, konform sei. Dieser Punkt wird auch von Baby et al. (103) sowie Graftieaux et al. (147) erneut unterstrichen mit der Feststellung, dass Turbulenz ihren Ursprung in Scherströmungen habe. Darüber hinausgehend stellt Reuss (104) die Vermutung auf, dass niederfrequente Geschwindigkeitsfluktuationen, die üblicherweise mit den größten Strukturen einer Strömung assoziiert werden, nur unwesentlich zur Turbulenzdissipation beitragen und deshalb getrennt von der Turbulenz betrachtet werden sollten. Sowohl Rouland et al. (145) als auch Funk et al. (30) ermitteln in ihren, in beiden Fällen in horizontalen Ebenen im Brennraum gemessenen Vektorfeldern, das Maximum der turbulenten kinetischen Energie jeweils in der Mitte des Zylinders. Funk hebt dabei hervor, dass dies auch genau der Bereich sei, in dem Zyklusschwankungen kohärenter Strukturen am deutlichsten zu erkennen seien.

Aufgrund dieser Überlegungen ist also davon auszugehen, dass die anhand des Phasenmittels berechnete Turbulenz das tatsächliche Turbulenzniveau der Motorströmung überschätzt (153). Darüber, wie stark die Turbulenz dadurch überschätzt wird, gibt es unterschiedliche Auffassungen. Subramaniam et al. (70) sowie Witze (74) vertreten die Meinung, dass Geschwindigkeitsfluktuationen auf Grund von Zyklusschwankungen vernachlässigbar gering seien. Laut Voisine et al. (21) leisten Zyklusschwankungen nahe OT einen Beitrag von ca. 30% zur fluktuierenden kinetischen Energie. Nach Vu und Guibert (154) beinhalten Zyklusschwankungen großer, kohärenter Skalen ca. 90% der gesamten fluktuierenden Energie. Laut St. Hill et al. (82) werde das tatsächliche Turbulenzniveau im Brennraum durch Schwankungen der mittleren Strömungsgeschwindigkeit von Zyklus zu Zyklus sogar um bis zu 100% überschätzt. Dabei ist aber zu beachten, dass sowohl die individuelle Brennraumgeometrie als auch das Ladungsbewegungskonzept (Drall oder Tumble) Einfluss auf die Entstehung der Grobstruktur und auch der kleinskaligen Turbulenz haben.

Zur Trennung von Turbulenz und Zyklusschwankungen werden in der Literatur die verschiedensten Ansätze verfolgt. Nachfolgend soll ein grober Überblick über die wichtigsten gegeben werden. Ziel ist es, dabei auch zu verdeutlichen, wie es zu den oben beschriebenen, deutlich unterschiedlichen Auffassungen darüber, in welchem Maße Turbulenz in der Zylinderinnenströmung durch Zyklusschwankungen überschätzt wird, kommt.

Im Grundsatz basieren praktisch alle Ansätze auf der These, dass Zyklusschwankungen in erster Linie mit Variationen der Hauptströmung, also mit großen Skalen und niedrigen Frequenzen assoziiert werden können. Turbulenz hingegen wird mit kleinen Skalen und hohen Frequenzen in Verbindung gebracht. Daraus ergibt

sich die Annahme einer frequenzbasierten Separierbarkeit von Zyklusschwankungen und Turbulenz (143). Bei der Verwendung von Low-Pass- bzw. High-Pass-Filtern stellt sich dabei aber immer die Frage, mit welcher Cut-Off-Frequenz die beiden Anteile zu trennen sind. Grundsätzliches Problem dabei ist auch, dass sich Längen- und Zeitskalen der Strömung über den Zyklus hinweg deutlich verändern und dadurch die Wahl einer festen Cut-Off-Frequenz bzw. Filtergröße zusätzlich erschwert wird (106) (118). Gleiches gilt für verschiedene Motordrehzahlen. Heim und Ghandhi (155) zeigen, dass auch hier der Quotient aus Turbulenzintensität und mittlerer Kolbengeschwindigkeit von der gewählten Cut-Off Frequenz abhängt.

Catania und Mittica (63), (71) ermitteln die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten, indem sie ihre Hot-Wire-Anemometry-Geschwindigkeitssignale mit einem gleitenden Mittelwert über 12°KW bzw. 8–18°KW filtern bzw. glätten. Kang und Baek (80) verfolgen denselben Ansatz für LDV-Daten ebenfalls mit einer Fensterbreite von 12°KW. Towers und Towers (113) erwarten turbulente Geschwindigkeitsschwankungen von kleinen Skalen im Bereich von 300 – 1000 Hz und Zyklusschwankungen großer Strukturen bei 40 – 170 Hz. Die im Motor gemessenen High-Speed-PIV-Daten werden deshalb mittels eines Low-Pass-Filters mit einer Cut-Off-Frequenz von 300 Hz gefiltert. Fraser und Bracco (156) kommen anhand von LDV-Messungen zu einem ähnlichen Ergebnis. Sie schlagen einen Low-Pass-Filter mit einer Cut-Off-Frequenz im Bereich von 100 – 500 Hz vor. Reuss (104) schließt sich dieser Einschätzung an. Liou und Santavicca (157) bzw. Hong und Chen (84) ermitteln die Cut-Off-Frequenz für den auf LDV-Messungen angewendeten Low-Pass-Filter über eine Frequenzspektrenanalyse der Daten. Auch Enotiadis (27) untersucht den Ansatz der Ermittlung einer Cut-Off-Frequenz für einen Hoch-Pass-Filter mit der Analyse des Frequenzspektrums von LDV-Daten. Er konstatiert allerdings, dass Turbulenzschätzungen auf dieser Basis irreführende Ergebnisse liefern können. Ghandhi et al. bzw. Bracco schlagen hingegen für einen Low-Pass-Filter eine Cut-Off-Frequenz von typischerweise dem 30-fachen der Drehfrequenz des Motors vor. Alternativ zur zeitlichen Filterung identifizieren sowohl Reuss et al. (158) als auch Rouland et al. (145) Zyklusschwankungen der Grobstruktur über die räumliche Filterung von PIV-Vektorfeldern. Bei Rouland et al. wurden dabei Filter dreier verschiedener Größen (Cut-Off) untersucht, 9 mm, 18 mm und 27 mm. Die mit 18 und 27 mm hochpassgefilterten Vektorfelder zeigten keine wesentlichen Unterschiede und wiesen Wirbelstrukturen mit vergleichbarem Detailgrad auf. Die mit 9 mm gefilterten Vektorfelder hingegen zeigten reduzierte Geschwindigkeiten, was nahe legt, dass der räumliche Filter die gleiche Größenordnung besitzt oder kleiner ist als die charakteristische Größe von Wirbeln. Folglich wurde hier eine Filtergröße von 18 mm verwendet.

Catania und Mittica (159) sowie Enotiadis et al. (27) ermittelten eine zyklusindividuelle, mittlere Geschwindigkeit, indem sie einen kubischen Spline an ihre LDV- und HWA-Messungen anfitzten. Dazu müssen allerdings wiederum Weighting- und Smoothing-Faktoren vorgegeben werden. Nach Reinsch (160) wurden die Smoothing-Faktoren entsprechend der Anzahl an Kurbelwinkelfenstern, in die die Messungen pro Zyklus unterteilt wurden, gewählt. Die Weighting-Faktoren wurden dabei über die Standardabweichung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit eines jeden Kurbelwinkelfensters definiert.

Ein weiterer, von Catania und Mittica (159) untersuchter Ansatz zur Trennung von Zyklusschwankungen und Turbulenz, ist die Inverse Fast Fourier Transformation. Dazu wurden HWA-Messdaten erst in jeweils ein °KW großen Fenstern zusammengefasst. Für diese wurden dann über eine Fouriertransformation die zugehörigen Frequenzspektren ermittelt und anschließend alle Frequenzanteile oberhalb einer gewählten Cut-Off-Frequenz zu null gesetzt. Eine danach durchgeführte Rücktransformation liefert den Verlauf der mittleren Geschwindigkeit im Zyklus. Dabei wurde die höchste in der ensembledgemittelten Geschwindigkeit vorhandene Frequenz als Cut-Off-Frequenz definiert.

Sullivan et al. (118) sowie St. Hill et al. (82) ermitteln das Turbulenzniveau der Zylinderinnenströmung anhand eines Verfahrens, das als Wavelet-Mittelung beschrieben wird. Dabei handelt es sich um eine der Kurzzeit-Fourier-Transformation ähnliche lineare Zeit-Frequenz-Transformation, die die Extraktion kohärenter Strukturen bzw. quasi-periodischer Ereignisse aus stationärer Turbulenz erlaubt (161). Als Wavelets werden dabei vordefinierte Basisfunktionen bezeichnet, auf denen die Transformation beruht. Diese erlauben

die Zerlegung gemessener Strömungsfelder hinsichtlich ihrer Skalen. Der Vorteil, dass keine Cut-Off-Frequenz gewählt werden muss, wird allerdings dadurch relativiert, dass hier die Anzahl der Zerlegungen vorgegeben werden muss. Da es dafür ebenfalls kein klares physikalisches Kriterium gibt, sieht man sich hier mit dem gleichen Problem konfrontiert wie bei der Bestimmung einer Cut-Off-Frequenz für die oben beschriebenen Filter.

Proper Orthogonal Decomposition (POD)

Ein weiterer Ansatz zur Separierung von großskaligen Zyklusschwankungen und kleinskaliger Turbulenz ist die von Lumley (162) vorgestellte Proper Orthogonal Decomposition (POD). Da diese Methode einen grundsätzlich sehr interessanten und vielversprechenden Ansatz darstellt, der in der jüngeren Vergangenheit mit zunehmender Häufigkeit für die Analyse turbulenter Strömungen herangezogen wird, wird auf diesen im Folgenden etwas genauer eingegangen. Außerdem wird anhand einiger Beispiele aus der Literatur gezeigt, wie POD auf motorische PIV-Daten angewendet werden kann, um Verhalten und Dynamik kohärenter Strukturen zu untersuchen und Zyklusschwankungen dieser Strukturen von turbulenten Schwankungen zu trennen.

POD stellt laut Baby et al. (103) ein mathematisches Verfahren dar, das es erlaubt, „geordnete“ Strukturen in turbulenten Strömungsfeldern zu identifizieren und deren zeitliche Entwicklung vorherzusagen. Nach Deslandes et al. (163), (102) lassen sich die natürlichen, großen Skalen der Drallströmung mittels POD von kleinskaligen, turbulenten Bewegungen trennen. Ghandhi et al. (106) bzw. Adrian et al. (164) verwenden POD als Methode zur Beschreibung der lokalen, mittleren Strömung auf Basis von PIV-Daten. POD extrahiert Informationen über die Strömung mittels einer statistischen Analyse einer Reihe von Strömungsfeldern und kann nach Graftieaux et al. (147) dazu verwendet werden, die Beiträge von turbulenten Schwankungen und Schwankungen der Drallströmung zur gesamten kinetischen Energie des Strömungsfeldes voneinander zu trennen. Baby et al. (103) gehen noch weiter und stellen fest, dass die Zerlegung der Zylinderinnenströmung mittels POD nicht nur die Trennung von mittlerer Hauptströmung und zyklischen Schwankungen, sondern auch die Trennung zur „real turbulence“ erlaube. Realisiert wird diese Trennung über die Bestimmung einer Reihe räumlicher Strukturen, die energiereiche Strukturen der Strömung repräsentieren (103). Die Grundidee dabei ist, aus dieser Reihe der Strömungsfeldrepräsentationen diejenige mit der höchsten mittleren quadratischen Energie zu ermitteln (154). Dieses Vorgehen basiert auf der Feststellung Lumleys (162), dass eine kohärente Struktur die größte mittlere quadratische Projektion des Strömungsfelds besitzt.

Mathematisch beruht die POD im Grundprinzip darauf, dass ein Strömungsfeld über eine Linearkombination deterministischer Funktionen ausgedrückt wird. Im Wesentlichen stellt die POD damit eine der klassischen Fourier-Zerlegung ähnliche Spektralzerlegung dar. Der grundlegende Unterschied dabei ist allerdings, dass die aus der POD abgeleiteten Eigenmoden ohne Annahmen zur räumlichen Struktur der Moden durch die Strömung selbst festgelegt werden (103) und somit in gewisser Weise physikalisch basiert sind (142). Es kann gezeigt werden, dass die Eigenmoden alle Eigenschaften des ursprünglichen Strömungsfeldes beinhalten. Da die Zerlegungsfunktionen hier nicht vorgegeben, sondern in einem Optimierungsprozess entwickelt werden, wird diese Methode bei Cosadia et al. (101) auch als „objektiv“ bezeichnet.

Die nachfolgenden Erläuterungen zu den mathematischen Grundlagen der POD orientieren sich an den Ausführungen von Druault et al. (142) und Roudnitzky et al. (165). Sie beziehen sich auf den Fall eines zweidimensionalen Strömungsfelds, wie es sich z.B. aus PIV-Untersuchungen ergibt.

Da nach Lumley (162) eine kohärente Struktur die Struktur ist, die die größte mittlere Projektion des Strömungsfelds besitzt, zielt die von ihm eingeführte POD darauf ab, in einem Satz von Realisationen des Strömungsfelds die Realisation zu finden, für die die mittlere quadratische Energie maximal ist. Diese Maximierung führt zu einem Fredholm-Integral basierten Eigenwertproblem (166):

$$\sum_{j=1}^{N_c} \int_D \overline{u_i(X) u_j(X')} \Phi_j^{(n)}(X') dX' = \lambda^{(n)} \Phi_i^{(n)}(X) \quad (7-12)$$

Dabei beschreibt u den Geschwindigkeitsvektor, X eine räumliche Variable (x, y) und N_c die Gesamtzahl der Geschwindigkeitskomponenten, die betrachtet werden (1, 2 oder 3). $\overline{u_i(X) u_j(X')}$ bezieht sich auf das zeitliche Mittel eines räumlichen Zweipunkt-Korrelations-Tensors. Die räumlichen POD-Eigenfunktionen werden in der Gleichung durch $\Phi^{(n)}(X)$ repräsentiert. Die zugehörigen Eigenwerte sind durch $\lambda^{(n)}$ gegeben. Die Projektion des instantanen Geschwindigkeitsfelds auf die POD-Eigenfunktionen liefert dann die zeitlichen POD-Koeffizienten $a^{(n)}(t)$.

Dieser Ansatz von Lumley (162) kann aber schnell, z.B. für eine dreidimensionale Strömung, zu Eigenwertproblemen führen, deren Lösung sehr hohe Rechenleistungen erfordern. Deshalb wurde von Sirovich (167) die sogenannte „Snapshot“-Methode entwickelt, die es erlaubt, den Umfang des POD-Eigenfunktions-Problems zu reduzieren. Sirovich definiert dabei den Geschwindigkeit-Zeit-Korrelations-Tensor R als:

$$R_{ij} = \frac{1}{n_x n_y} \sum_{l=1}^{n_x} \sum_{m=1}^{n_y} u(X_{lm}, t_i) u(X_{lm}, t_j). \quad (7-13)$$

t bezeichnet den Zeitpunkt und $n_x \times n_y$ die Summe der in einer Ebene betrachteten Punkte. Anhand dieses Korrelations-Tensors wird dann das Fredholm-Integral basierte Eigenwertproblem gelöst. Dabei werden POD-Koeffizienten $a^{(n)}(t)$ aus einer Matrix A mittels folgender Fredholm-Gleichung abgeleitet:

$$RA^{(n)} = \lambda^{(n)} A^{(n)}. \quad (7-14)$$

Die Matrix A setzt sich aus den einzelnen Lösungen zusammen ($A^{(n)} = (a^{(n)}(t_1), a^{(n)}(t_2), \dots, a^{(n)}(t_{N_t}))$) und $\lambda^{(n)}$ beschreibt die Energie, die die n -te POD-Mode beinhaltet. Die POD-Eigenfunktion $\Phi^{(n)}(X)$ ergibt sich dann durch die gewichtete Summation der instantanen Geschwindigkeitsfelder mit den entsprechenden POD-Koeffizienten $a^{(n)}(t)$. Die extrahierte Strömungsstruktur wird von den $\Phi^{(n)}$ repräsentiert. Auf Basis dieser Zerlegung lässt sich die instantane Geschwindigkeitskomponente u_i wie folgt rekonstruieren:

$$u_i(X, t_k) = \sum_{n=1}^M a^{(n)}(t_k) \Phi_i^{(n)}(X), \quad (7-15)$$

wobei M die Gesamtzahl an POD-Moden bzw. die Anzahl der betrachteten Strömungsrealisationen bezeichnet. Wichtige Eigenschaften dieser Zerlegung sind, dass die POD-Koeffizienten $a^{(n)}(t)$ orthonormal zueinander sind mit: $a^{(n)} a^{(p)} = \delta_{np}$ (δ Kronecker-Symbol) und dass die POD-Eigenfunktionen unkorreliert sind mit: $\Phi^{(n)} \Phi^{(p)} = \lambda^{(n)} \delta_{np}$. Weitere Details zu den mathematischen Grundlagen der POD sowie deren Anwendung auf Strömungsprobleme finden sich bei Adrian und Westerweel (94).

Wie beschrieben, ist die Proper Orthogonal Decomposition bezüglich der im Strömungsfeld beinhalteten Energie optimal (147), (166). Jede andere Art der Zerlegung gleicher Ordnung, beispielsweise mittels Fourier-Moden, konvergiert in Bezug auf die durch die Moden erfasste Strömungsenergie langsamer als die POD. Folglich besitzen damit die erste Eigenmode und der zugehörige Eigenwert den größten Teil der Energie des Strömungsfelds (103). Außerdem fällt der Energiegehalt der Eigenmoden bzw. Eigenwerte mit steigender Modennummer ab.

Wird durch eine Linearkombination der ersten Eigenmoden, die den wesentlichen Teil der Energie der Strömung auf sich vereinen, ein Strömungsfeld rekonstruiert, erhält man dadurch ein niederdimensionales, dynamisches Modell der Strömung. Aubry et al. (168) haben gezeigt, dass sich durch ein solches, vereinfachtes Modell der Strömung wesentliche Eigenschaften der realen Strömung reproduzieren lassen. Da der Großteil der Strömungsenergie in Form von großskaligen, zusammenhängenden Wirbelstrukturen vorliegt, können laut Lumley (162) über die unteren POD-Moden kohärente Strukturen aus turbulenten Strömungsfeldern extrahiert werden.

Nach Ghandhi et al. stellt ein Strömungsfeld, das sich aus Eigenmoden niedriger Ordnung zusammensetzt, eine gute Näherung der mittleren, lokalen Strömung dar. Adrian et al. (164) zeigen außerdem, dass die POD-Zerlegung eines Strömungsfelds als eine Art Low-Pass-Filter verstanden werden kann. Vorteil ist dabei, dass der POD-Low-Pass-Filter inhomogen ist. Dies bedeutet, dass für turbulente Strömungen, die in einer oder mehreren Richtungen statistisch inhomogen sind, z.B. im Bereich von Wandgrenzschichten, sich die Filtergröße abhängig vom Ort innerhalb der Strömung ändert. Auch nach Graftieaux et al. (147) stellt eine Überlagerung der ersten Eigenwerte bzw. Eigenmoden eine Repräsentation der instationären, großskaligen Drallströmung dar. Zegers et al. (169) zeigen in ihren Untersuchungen an einem Dieselmotor außerdem, dass sich in dem betrachteten Fall die kinetische Energie eines ensembledemittelten Vektorfelds im Kompressionstakt kaum von der des durch eine POD ermittelten Vektorfeldes der ersten Eigenmode unterscheidet.

Die Proper Orthogonal Decomposition ermöglicht es also, großskalige, kohärente Strukturen über ihre Energie aus einem turbulenten Strömungsfeld herauszulösen und zu analysieren. Das ist von besonderer Bedeutung, da gerade diese Strukturen von Baby et al. (103), Graftieaux et al. (147), Cosadia et al. (101), Voisine et al. (21), Vu und Guibert (154) und anderen als hauptverantwortlich für Zyklusschwankungen gelten. Bezogen auf die Zylinderinnenströmung bedeutet dies, dass ein Strömungsfeld, das auf wenigen POD-Moden basiert, die wesentlichen Eigenschaften eines Ensembledmittels besitzt und gleichzeitig Geschwindigkeitsfluktuationen beinhaltet, die auf Zyklusschwankungen der Grobstruktur zurückgehen. Durch die Verwendung solcher Felder lässt sich somit die für motorische Prozesse relevante Turbulenz ermitteln. In der einfachsten Form könnte dies, wie von Deslandes et al. (163), (102) vorgeschlagen, dadurch erfolgen, dass das in der Reynolds-Zerlegung verwendete phasengemittelte Strömungsfeld $\bar{u}_{(\theta)}$ durch ein Strömungsfeld ersetzt wird, das aus den ersten N POD-Eigenmoden rekonstruiert wurde. Zieht man dieses Vektorfeld dann vom instantanen Vektorfeld ab, ergibt sich die um die Einflüsse der zwischen den Zyklen schwankenden, makroskopischen Drallströmung bereinigte, fluktuierende Geschwindigkeit. Anhand dieser Geschwindigkeit lässt sich dann nach Deslandes et al. (163), (102) die „true turbulence“ ermitteln.

Das eigentliche Problem besteht aber darin, für einen gegebenen Fall die korrekte Anzahl an Eigenmoden für die Rekonstruktion des niederdimensionalen, „mittleren“ Strömungsfelds zu wählen (165). Klar ist, dass die erste Eigenmode die Hauptströmung repräsentiert und die folgenden Moden geordnete Strukturen beschreiben, die für makroskopische Bewegungen der Strömung verantwortlich sind. Die Moden höherer Ordnung verkörpern zufällige, turbulente Bewegungen kleiner Strukturen (103). Wo genau allerdings die Grenze liegt, ist nicht ohne weiteres ersichtlich.

Im folgenden Abschnitt soll ein Überblick darüber gegeben werden, wie dieses Problem in der Literatur behandelt wird. Der Fokus liegt dabei auf der Frage, wie viele Moden gewählt werden und anhand welcher Kriterien diese Wahl erfolgt. Außerdem werden einige Beispiele diskutiert, in denen POD zu Analyse von kohärenten Strukturen und Turbulenz eingesetzt wurde. (Für allgemeine Erläuterungen bezüglich des mathematischen Hintergrunds von POD sei außerdem auf Lumley et al. (162), Holmes et al. (166) und Adrian et al. (164) verwiesen. Erläuterungen mathematischer Aspekte bei Anwendung von POD auf Motordaten finden sich bei Baby et al. (103), Deslandes et al. (163), (102), Druault et al. (142), Fogleman et al. (170) sowie Vu und Guibert (154).)

Graftieaux et al. (147) untersuchen mit mehr als 1400 PIV-Messungen die Drallströmung in einem zylindrischen Kanal, die der Brennraumströmung eines Dieselmotors nahe kommt, da sich der Drallwirbel im Kanal instationär hin und her bewegt. „Pseudo-Fluktuationen“, die infolge des instationären Verhaltens des großskaligen Drallwirbels auftreten, werden mittels POD von Geschwindigkeitsfluktuationen, die ihren Ursprung in kleinskaliger Turbulenz besitzen, getrennt. Die instantane Geschwindigkeit der Strömung u setzt sich danach aus der Geschwindigkeit u_u , die den Anteil der instationären, großskaligen Drallbewegung repräsentiert, und der Geschwindigkeit u_t , die sich auf den Beitrag kleinskaliger Turbulenz bezieht, so zusammen:

$$u = u_u + u_t, \quad (7-16)$$

wobei u_u hier durch eine Überlagerung niedriger POD-Moden ermittelt wird. Die Wahl der Moden, die mit einbezogen werden, wird unter der Prämisse bestimmt, dass diese Eigenmoden direkt in Verbindung mit der Schwankung der Drallströmung stehen müssen. Ermittelt wird diese Verbindung über die räumliche Korrelation einer Reihe von Geschwindigkeitsfeldern, die aus einer ansteigenden Zahl an Eigenmoden rekonstruiert werden. Graftieaux et al. schließen aus ihren Untersuchungen, dass die ersten drei Eigenmoden für die Berechnung des niederdimensionalen Strömungsfelds und damit von U_u ausreichend seien. Die erste Eigenmode beinhaltet dabei ungefähr 60% der Gesamtenergie. Die Moden zwei und drei, die laut Graftieaux et al. für den wesentlichen Teil der Fluktuationen der kohärenten Strukturen verantwortlich sind, machen zusammen fast 30% der Energie der Geschwindigkeitsfluktuationen aus.

Baby et al. (103) übernehmen Graftieauxs Ansatz und wenden POD auf in einem Ottomotor gemessene PIV-Strömungsfelder an. Ziel ist es, „true turbulence“ von Zyklusschwankungen zu trennen. Untersucht werden jeweils 100, für zwei Kurbelwinkel auch 1000 Vektorfelder. Im Prinzip würden laut Auffassung der Autoren 300 bis 400 Felder benötigt. Baby et al. teilen die über eine klassische Reynolds-Zerlegung ermittelten, globalen turbulenten Schwankungen K_e in einen Teil makroskopischer Zyklusschwankungen K_c sowie einen Teil kleinskaliger, turbulenter Schwankungen K_t auf:

$$K_e = K_c + K_t. \quad (7-17)$$

K_c wird dabei in erster Linie mit Schwankungen der Ventilströmung bzw. Tumbleströmung in Verbindung gebracht. Grundsätzlich liegen K_c und K_t aber in der gleichen Größenordnung. Interessanterweise wurde von Baby et al. die Grenze zwischen Zyklusschwankungen und Turbulenz hinsichtlich der aufzusummierenden Eigenmodenzahl nicht wie bei Graftieaux nach 3 Moden gezogen, sondern erst nach der vierten Ordnung. Zur Festlegung dieses Wertes wurden von Baby et al. folgende Kriterien definiert: das Verhalten der Eigenwerte, die Entwicklung der Struktur der Moden und die Rekonstruktionen instantaner Geschwindigkeitsfelder. Während einer Variation der Modenzahl wurde dann nach asymptotischem Verhalten diese Kriterien gesucht. Laut Baby et al. zeigten alle Kriterien, dass die Verwendung der ersten vier Moden angemessen ist.

Dieselben Autoren, diesmal allerdings unter der Führung von Deslandes (163), (102), untersuchten auch die Strömung im Brennraum eines Dieselmotors. Dabei wurden konventionelle PIV-Messungen mit zwei verschiedenen Kolben, der eine flach, der andere mit Mulde versehen, zu verschiedenen Zeitpunkten im Ansaug- und Kompressionstakt durchgeführt. Pro Zeitpunkt wurden 300 instantane Geschwindigkeitsfelder gemessen. Ziel der Untersuchungen war es, die naturgemäß großen Skalen der Drallströmung von den kleinen Skalen der Turbulenz, die von der Hauptströmung mit transportiert wird, zu trennen und zu analysieren, wie sich Schwankungen des Drallzentrums auswirken. Da nach Deslandes et al. (163) die klassische Reynolds-Zerlegung zu einer deutlichen Überschätzung der kleinskaligen Geschwindigkeitsfluktuationen führt, wird auch hier zur Trennung von Turbulenz und Zyklusschwankungen POD eingesetzt. Die Turbulenz wird dabei durch die Subtraktion der ersten N POD-Eigenmodenprojektionen vom

instantanen Geschwindigkeitsfeld berechnet. Angaben dazu, auf wie viele Eigenmoden sich N genau bezieht bzw. zu den Kriterien der Bestimmung von N werden nicht gemacht. Es wird aber auf Baby et al. (103) verwiesen. Da es sich bei dieser Publikation um dieselben Autoren handelt, ist davon auszugehen, dass zumindest die Kriterien der Bestimmung der Eigenmodenzahl identisch sind. Da aber die Drallströmung in einem Dieselmotor in der Regel kohärenter ist als die Tumbleströmung in einem Ottomotor, bleibt unklar, ob dieselben Kriterien zur gleichen Anzahl an Eigenmoden führen. Interessant ist, dass nach Deslandes et al. Schwankungen großer Skalen von Zyklus zu Zyklus für beide Kolben lediglich 12% der Energie der fluktuierenden Geschwindigkeit ausmachen. Dies würde bedeuten, dass im untersuchten Fall Zyklusschwankungen kohärenter Strukturen somit nur für 4% der gesamten kinetischen Energie des Strömungsfelds verantwortlich wären. Vergleicht man diese Werte mit den von Baby et al. (103) genannten Werten, bestätigt sich die in der Regel durch die Analyse von Verbrennungsdruckverläufen gewonnene Erkenntnis, dass Zyklusschwankungen in Ottomotoren deutlicher stärker ausgeprägt sind als in Dieselmotoren. Besonders interessant in diesem Zusammenhang ist, dass somit offensichtlich, nicht wie oft vermutet, Unterschiede in der Gemischbildung oder Entflammung dafür ausschlaggebend sind, sondern die Unterschiede des Ladungsbewegungskonzepts. Ein weiteres, bemerkenswertes Ergebnis der Untersuchungen ist, dass der Beitrag der Turbulenz an der gesamten kinetischen Energie zwischen 35% im Ansaugtakt und 15% im Kompressionstakt ausmacht.

Auch Cosadia et al. (121) betrachten zyklische Variationen der Drallströmung in einem Dieselmotor (Co-Autoren sind bereits bekannt von Deslandes et al. (163), (102)). Basis der Untersuchungen sind konventionelle PIV-Messungen, die in verschiedenen horizontalen (inkl. Kolbenmulde) und vertikalen Messebenen jeweils in der Mitte des Kompressionstaktes als auch im Zünd-OT durchgeführt wurden. Aufgenommen wurden jeweils 300 aufeinander folgende Zyklen. Ein wesentlicher Teil der Studie betrifft die Analyse der statistischen Größen der Drallströmung. POD wird dabei als alternative Methode zu räumlicher Filterung (158) und Reynolds-Zerlegung beschrieben, mittels derer aus Geschwindigkeitsfeldern kohärente Strukturen extrahiert werden können, die zur Beschreibung der Variabilität der großskaligen Bewegung der Drallströmung dienen. Da es aber nach Cosadia et al., bezogen auf die Brennraumströmung eines Dieselmotors, keine klare Trennung zwischen Skalen der Hauptströmung und deren turbulenter Strukturen, die von der Strömung mitgeführt werden, gibt, ist auch bei der Betrachtung der kumulierten Summe der Energie der POD-Eigenwerte keine Cut-Off-Mode zu identifizieren. Bei diesen Untersuchungen beinhaltet die erste Eigenmode je nach Messebene und Betrachtungszeitpunkt zwischen 85 und 92% der Gesamtenergie des Strömungsfelds. Dennoch müssen laut Cosadia et al. Moden höherer Ordnung mit betrachtet werden, da diese maßgeblich die Variation der Grobstruktur bestimmen. Es wird ausgeführt, dass immer mindestens die ersten 5 bis 10 Eigenmoden benötigt werden, um die Zyklusschwankungen der großen Skalen der Brennraumströmung zu beschreiben. Als Kriterium für die Bestimmung der Modenzahl wird zum einen die Zirkulation Γ verwendet, die für Kreise unterschiedlicher Radien um das Drallzentrum berechnet wird, sowie zum anderen das Konvergenzverhalten ihrer Fluktuation für Rekonstruktionen von Vektorfeldern verschiedener Modenordnung.

Ebenfalls von Cosadia (101), Borée und Dumont durchgeführte Untersuchungen (letztere sind ebenfalls Co-Autoren der oben beschriebenen Untersuchungen) bauen in gewisser Weise auf der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Studie auf. Zielsetzung der offenbar am gleichen Dieselmotor durchgeführten Untersuchungen ist die Beschreibung des Parameterraums der Brennraumströmung. Dies geschieht durch die Verknüpfung von HS-PIV-Daten und konventioneller PIV-Daten über phaseninvariante POD. Zur Beschreibung der großskaligen Bewegung der Strömung und ihrer Dynamik werden sowohl Reihen konventioneller PIV-Messungen als auch Reihen von HS-PIV-Messungen mittels POD zerlegt. Beide Reihen basieren dabei auf Messungen, die im gleichen Kurbelwinkelbereich (220-360°KW) durchgeführt wurden. Die Reihe konventioneller PIV-Messungen ist dabei mit 300 aufeinander folgenden Zyklen statistisch konvergiert, wohingegen dies die Reihe HS-PIV-Messungen mit zwölf aufgenommenen Zyklen nicht ist. Die Entwicklung der Strömung sowie deren Dynamik während der Verdichtung wird beschrieben,

indem auf Basis der statistisch konvergierten PIV-Daten berechnete POD-Moden für den gesamten Kompressionstakt als "energetische Basis" für die Projektion von zeitaufgelösten Strömungsfeldern, die auf den HS-PIV-Messungen beruhen, verwendet werden. Die sich daraus ergebenden POD-Koeffizienten werden dann analysiert, um den Parameterraum der Strömung abzuschätzen. Auch hier stellt sich wieder die Frage, wie viele Eigenmoden für die projizierten Strömungsfelder, die den großskalig kohärenten Teil der Strömung repräsentieren sollen, mit einbezogen werden müssen. Nach Cosadia et al. (101) beinhaltet die erste phaseninvariante POD-Eigenmode ungefähr 87% der Gesamtenergie und zeigt die für die gemittelte Drallströmung typische Struktur. Eigenmode zwei und drei besitzen jeweils noch knapp 5% der Gesamtenergie und beeinflussen durch eine Verschiebung des Wirbelzentrums innerhalb des Zylinders den kohärenten Teil der Drallströmung. Da alle höheren Moden nur noch geringe Mengen an Energie des Strömungsfelds beinhalten und auch keinen erkennbaren Beitrag mehr zur Grobstruktur leisten, werden hier von Cosadia et al. nur die ersten drei Eigenmoden (92% der Gesamtenergie) für die Rekonstruktion des Strömungsfelds reduzierter Ordnung berücksichtigt. Dies steht zwar auf den ersten Blick im Widerspruch zu den Aussagen der vorangegangenen Studie von Cosadia et al., könnte aber eventuell durch den Unterschied zwischen phasenabhängiger und phaseninvarianter POD bzw. den sehr geringen Umfang an HS-PIV-Messungen zu erklären sein.

Phaseninvariante POD wird auch von Druault et al. (142) zur Zeitinterpolation von HS-PIV-Daten eingesetzt. Ziel ist es, durch die Interpolation von POD-Koeffizienten mittels eines geeigneten Splines Zeitinformationen zwischen zwei aufeinander folgenden HS-PIV-Messungen zu gewinnen und dadurch zu einer kontinuierlichen Beschreibung von Raum und Zeit des turbulenten Strömungsfelds zu gelangen. Durchgeführt wird diese Zeitinterpolation auf der Basis von zwei HS-PIV-Messreihen, in denen mit unterschiedlicher Zeitauflösung Vektorfelder über weite Teile der Ansaug-, Kompressions-, Arbeits- und Ausstoßakte in einem optisch zugänglichen Ottomotor aufgenommen wurden. Die Messungen umfassten dabei jeweils 32 aufeinander folgende Zyklen. Bemerkenswert ist dabei die relativ grobe zeitliche Auflösung von 26°KW bzw. 17°KW . Die POD-Zerlegung zeigt, dass die erste POD-Eigenmode der Tumbleströmung ca. 55% der Gesamtenergie ausmacht. Die ersten vier Moden kommen zusammen auf mehr als 80% und die ersten 20 Moden auf ungefähr 90% der Gesamtenergie des Strömungsfelds. Aus dieser Betrachtung des Konvergenzverhaltens der Eigenmodenenergie folgern Druault et al. (142), dass die globale, instantane Charakteristik der Strömungsstruktur von den ersten 20 Moden gut wiedergegeben wird, da sowohl großskalige Elemente als auch einige kleinskalige Strukturen Berücksichtigung finden. Anhand der durchgeführten Zeitinterpolation kann laut der Autoren gezeigt werden, dass zyklische Schwankungen während des Kompressionstakts zunehmen.

Weitere Anwendung auf PIV- und HS-PIV-Strömungsfelder eines Ottomotors findet phaseninvariante POD bei Voisine et al. (21). Ziel der Untersuchungen stellt die Analyse der räumlichen Struktur der Strömung und deren jeweilige zeitliche Entwicklung in aufeinander folgenden Motorzyklen dar. Im Fokus steht dabei die statistische Betrachtung der räumlichen und zeitlichen Kohärenz der Strömung während des Tumble-Zerfalls am Ende des Kompressionstaktes. Zentrale Fragestellung dieser Untersuchungen ist, ob während dieser Phase eine effektive Übertragung von kinetischer Energie von großen, kohärenten Strukturen hin zu kleinen, turbulenten Skalen stattfindet, oder ob das, was basierend auf der RANS-Betrachtung als „Tumble-Zerfall“ bezeichnet wird, lediglich die Folge einer Verstärkung von Zyklusschwankungen nahe OT ist. Zyklusschwankungen werden dabei in erster Linie als Variabilität großer Skalen verstanden. Durchgeführt wird die statistische Analyse auf der Grundlage von konventionellen und HS-PIV-Messungen. Die konventionellen PIV-Messungen wurden zu verschiedenen Zeitpunkten im Ansaug- und Kompressionstakt von 500 aufeinander folgenden Zyklen aufgenommen. Die HS-PIV-Messungen erfolgten in 161 aufeinander folgenden Zyklen, in denen jeweils die Strömung in der zweiten Hälfte des Kompressionstakts erfasst wurde. Die zeitliche Auflösung betrug dabei 4°KW . Betrachtet wurde in beiden Fällen immer die zentrale Tumbleebene. Die Ergebnisse der Untersuchungen zeigen, dass die erste, phaseninvariante Eigenmode knapp 82% der globalen kinetischen Energie beinhaltet. Die ersten fünf Eigenmoden kommen zusammen auf ca. 90%.

Außerordentlich aufschlussreich sind die Betrachtung der phasengemittelten Eigenwerte und deren Entwicklung während der zweiten Hälfte der Kompression. Hier sieht man, wie die erste Eigenmode ab ca. 300°KW nGOT exponentiell an kinetischer Energie verliert und diese an Moden höherer Ordnung weitergibt. Dies bedeutet, dass die Kohärenz der Tumbleströmung abnimmt, je näher der Kolben dem oberen Totpunkt kommt. Da außerdem gezeigt wird, dass dieser Energieverlust der Haupt-Tumble-Strömung mit ihrer Turnover-Zeitskala skaliert, wird davon ausgegangen, dass es sich bei diesem Prozess tatsächlich um den Zerfall des Tumbles handelt (171). Eine Analyse einzelner Zyklen zeigt aber auch, dass dieser Verlust an großskaliger Kohärenz der Strömung nicht in allen Zyklen zu beobachten ist. Durch die Betrachtung so klassierter Daten lässt sich schließen, dass im oberen Totpunkt ungefähr 30% der fluktuierenden kinetischen Energie auf Zyklusschwankungen zurückzuführen sind. Damit wird klar, dass der Anstieg der turbulenten kinetischen Energie im Kompressionstakt sowohl auf den Transfer von Energie hin zu kleinen Skalen als auch auf Schwankung großer Skalen von Zyklus zu Zyklus zurückgeht.

Auch Vu und Guibert (154) widmen sich der Untersuchung ottomotorischer Zyklusschwankungen mittels PIV und POD. Da nach Vu und Guibert die Instabilität kohärenter Strukturen, die den Hauptteil der kinetischen Energie beinhalten, hauptverantwortlich für Zyklusschwankungen sind, versuchen sie diese durch ein lippenartiges Element, das im Einlasskanal unmittelbar vor dem Einlassventil platziert ist, zu beeinflussen bzw. zu reduzieren. Die Einragtiefe dieses Elements in den Kanal wird dabei in drei Stufen variiert. Anhand konventioneller PIV-Messungen und phasenabhängiger POD wird der Einfluss dieses Elements und seiner Position auf die Kohärenz großer Skalen, die Intensität von Zyklusschwankungen und das Turbulenzniveau analysiert. Dabei werden für jede Position des die Strömung beeinflussenden Elements für den Bereich von 90-280°KW nGOT im Abstand von 10°KW jeweils 250 Vektorfelder in der zentralen Tumble-Ebene bestimmt. Um den Einfluss der Position des Elements auf die Stärke der zyklischen Variabilität der Tumble-Strömung aufzulösen, werden diese Vektorfelder einer, von den Autoren als „POD triple decomposition“ (142), (165) bezeichneten Zerlegung unterzogen. Diese Operation erlaubt es, jedes instantane Strömungsfeld in drei Teile zu zerlegen, die jeweils charakteristische Eigenschaften der Strömung enthalten. Der erste, als „mean part“ bezeichnete Teil, bezieht sich auf den energiereichsten Wirbel der Strömung und entspricht somit dem phasengemittelten Strömungsfeld. Der als „coherent part“ bezeichnete Teil beschreibt die zyklische Variabilität der Wirbelbewegung. Der dritte Teil oder „turbulent part“ repräsentiert kleinskalige, turbulente Strukturen. Um den Effekt, den die Einragtiefe des Strömungselements auf Zyklusschwankungen hat, zu bewerten, werden jeweils die kohärenten Teile miteinander verglichen. Zur Separierung der drei Teile sind wieder Cut-Off-Moden erforderlich. Die Bestimmung der Cut-Off-Mode des „mean parts“ erfolgt dabei anhand folgender Kriterien: Dieser Part muss große Teile der Energie beinhalten; die Strömungsfelder, die mittels der gewählten Moden rekonstruiert werden, müssen eine vernachlässigbare zyklische Variabilität besitzen und müssen außerdem stark miteinander korreliert sein (Details der Identifikation der Moden, die diese Kriterien erfüllen, sind bei Vu und Guibert (154) nachzulesen). Durch eine Strömungsanalyse wird gezeigt, dass die ersten beiden Moden aller Strömungsfelder diesen Kriterien entsprechen. Die Trennung des kohärenten Teils vom turbulenten Teil erscheint weniger eindeutig. Die Annahme, die zu dieser Trennung herangezogen wird, geht davon aus, dass es zwischen dem kohärenten Teil (niedrige Moden) und homogener, isotroper Turbulenz (höhere Moden) eine modale Grenze gebe (für Details dieser Grenzbestimmung sei wieder auf Vu und Guibert (154) bzw. Roudnitzky (165) verwiesen.). Interessantes Ergebnis dieser Betrachtung ist, dass sich die Cut-Off-Modenzahl als Funktion von Motorphase und Einragtiefe des Strömungselements darstellt. So liegt beispielsweise die Cut-Off-Mode zwischen dem kohärenten und dem turbulenten Teil für $\theta = 210^\circ\text{KW}$ nGOT und ein weit in den Einlasskanal einragendes Element bei $N = 269$. Für $\theta = 230^\circ\text{KW}$ nGOT und ein nur geringfügig in den Einlasskanal hineinreichendes Element liegt er bei $N = 369$. Generell enthält der kohärente Teil dabei ungefähr 90% der fluktuierenden Energie und der turbulente Teil ca. 10%. Vu und Guibert sehen darin einen Beleg dafür, dass, in dem von ihnen betrachteten Fall, Schwankungen der Strömung primär auf den kohärenten Strömungsteil zurückgehen.

So einleuchtend eine phasen- bzw. strömungsabhängige Wahl der Grenzmoden zwar prinzipiell ist, muss dennoch hinterfragt werden, wie sinnvoll diese für einen relativen Vergleich von Strömungen ist. Auch die Eignung des auf der Annahme homogener, isotroper Turbulenz beruhenden Kriteriums bleibt unklar, da die Frage, inwieweit Turbulenz motorischer Strömungen isotrop ist, noch nicht abschließend geklärt ist (90).

Zusammenfassend ist festzustellen, dass einerseits Turbulenz für die motorische Gemischbildung und Verbrennung von übergeordneter Bedeutung ist, andererseits aber hinsichtlich ihrer Bestimmung und ihrer Abgrenzung von Zyklusschwankungen großer Strukturen nach wie vor noch viele Fragen offen sind. Sullivan et al. (118) konstatieren zu Recht, dass die unterschiedliche Interpretation von Turbulenzergebnissen zu einer Subjektivität des physikalischen Verständnisses der Strömungen führt. Wie in diesem Kapitel gezeigt wurde, gilt dies insbesondere für die Brennraumströmung. Dies sollte auch im folgenden Kapitel, das sich unter anderem der Vorstellung von kinetischer Energie und Turbulenzergebnissen widmet, im Hinterkopf behalten werden.

8 Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden Kapitel werden nun die Ergebnisse der PIV-Messungen im Detail vorgestellt. Die Zylinderinnenströmung wird dabei zuerst anhand der instantanen und ensembledemittelten Strömungsfelder, dann über daraus abgeleitete Kenngrößen analysiert und in einem motorischen Kontext diskutiert.

8.1 Instantane und ensembledemittelte Vektorfelder

Wie bereits zuvor an verschiedener Stelle diskutiert, liefern sowohl das konventionelle als auch das High-Speed-PIV-System eine Momentaufnahme der Strömung in Form eines planaren, also zweidimensionalen (2D) Vektorfeldes, welches zwei der drei Geschwindigkeitskomponenten (2C) des dreidimensionalen Vektors in der Messebene abbildet. Da aufgrund fehlender dritter Geschwindigkeitskomponente und Volumeninformation sowie fehlender Zeitauflösung eine zuverlässige Analyse der Brennraumströmung auf der Basis einer solchen 2D2C-Einzelmessung kaum möglich ist, wurde im Zuge der Untersuchungen eine Vielzahl von Messungen in unterschiedlichen Ebenen und mit teilweise hoher zeitlicher Auflösung durchgeführt. Generell sei hier darauf hingewiesen, dass die Motorsimulationen von Eva Brubies (12) durch die Betrachtung zeitlich hoch aufgelöster 3D3C-Vektorfelder zusätzliche Einblicke in Strömungsvorgänge im Inneren des Brennraums erlauben.

Horizontale Messebenen

Abbildung 8-1 bis Abbildung 8-4 zeigen instantane Vektorfelder, gemessen in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$. Es wird, wie beschrieben, von unten in den Brennraum geblickt, so dass sich das Einlassventil oben links hinter der Betrachtungsebene befindet und das Auslassventil unten links. Die Geschwindigkeitsfelder in Abbildung 8-1 und Abbildung 8-3 sind das Ergebnis konventioneller PIV-Messungen, wohingegen die Felder in Abbildung 8-2 und Abbildung 8-4 mittels des High-Speed-Systems gemessen wurden. Die oberen beiden Vektorfelder wurden im Ansaugtakt bei $\theta = 80^\circ \text{KW nGOT}$ aufgenommen. Zu diesem Zeitpunkt ist das Einlassventil nahezu voll geöffnet und die Kolbengeschwindigkeit ebenfalls ihrem Maximalwert nahe. Somit kann davon ausgegangen werden, dass auch die Strömungsgeschwindigkeiten über dem Ventil nahe ihrem Maximum liegen. Die beiden unteren Abbildungen zeigen Vektorfelder, die im Kompressionstakt bei $\theta = 300^\circ \text{KW nGOT}$ gemessen wurden.

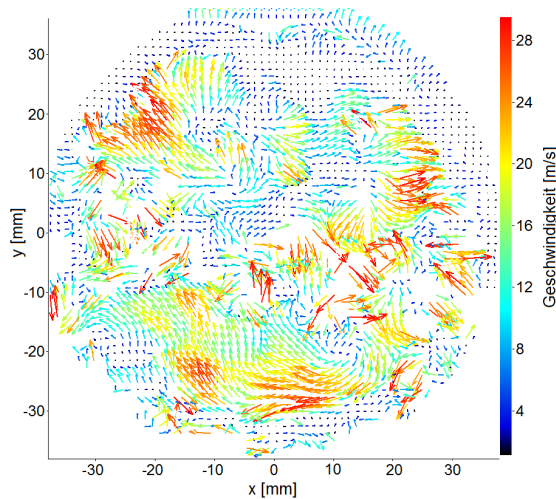


Abbildung 8-1: Konventionelle PIV, instantanes Vektorfeld in der Ebene $z = 10$ mm bei $\theta = 80^\circ\text{KW}$ nGOT und $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2$ bar

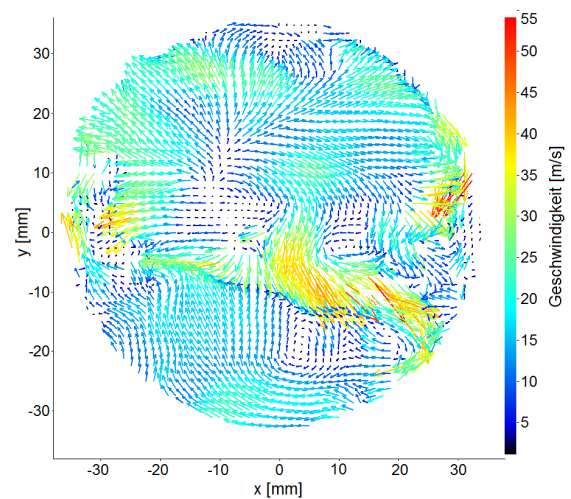


Abbildung 8-2: High-Speed-PIV, instantanes Vektorfeld in der Ebene $z = 10$ mm bei $\theta = 80^\circ\text{KW}$ nGOT und $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2$ bar

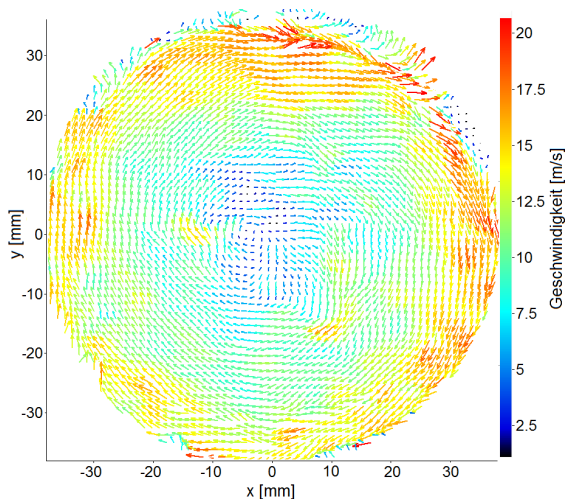


Abbildung 8-3: Konventionelle PIV, instantanes Vektorfeld in der Ebene $z = 10$ mm bei $\theta = 300^\circ\text{KW}$ nGOT und $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2$ bar

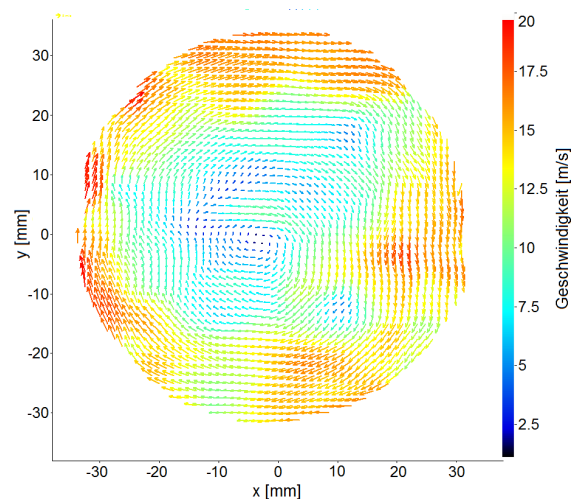


Abbildung 8-4: High-Speed-PIV, instantanes Vektorfeld in der Ebene $z = 10$ mm bei $\theta = 300^\circ\text{KW}$ nGOT und $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2$ bar

Auffällig ist, dass sich sowohl die Struktur der Strömung als auch die Strömungsgeschwindigkeiten zwischen Ansaugphase und Kompressionsphase stark unterscheiden. So ist die Strömung bei $\theta = 80^\circ\text{KW}$ nGOT ungeordnet. Es sind keine großskaligen, kohärenten Strukturen, sondern hauptsächlich kleinskalige Wirbel zu erkennen. Die auftretenden Geschwindigkeiten sind mit bis zu ca. 45 m/s relativ hoch. Da der Betrag und die Richtung der Geschwindigkeiten sich lokal stark ändern, treten große Geschwindigkeitsgradienten auf. Bemerkenswert in Abbildung 8-2 ist die in der unteren Hälfte des Vektorfelds erkennbare, zur Brennraummitte hin gerichtete Strömung, die über einen Bereich von 30–40 mm mit der Ventilströmung kollidiert. Diese Strömung entsteht vermutlich dadurch, dass der Gasjet aus dem Einlassventil vom Kolbenboden und der Zylinderwand nach oben und vom Brennraumdach dann zurück in Richtung Einlassventil gelenkt wird. Durch das Zusammenstoßen dieser beiden Strömungen bildet sich die in Abbildung 8-2 sichtbare, ausgedehnte Scherschicht aus. Diese Vektorfelder verdeutlichen, dass die Einlassströmung hochgradig dreidimensional und von kleinen Skalen bzw. der impulsstarken Ventilströmung und daraus resultierenden großen Geschwindigkeitsgradienten geprägt ist. Schaut man sich im Vergleich dazu die

Strömung im Brennraum während des Kompressionstaktes bei $\theta = 300^\circ\text{KW nGOT}$ an, so stellt man fest, dass die Gasströmung von einem großen, quasi kohärenten Wirbel, der um die Zylinderachse rotiert, dominiert wird. Die maximalen Geschwindigkeiten liegen mit ca. 25 m/s deutlich unter denen, die im Ansaugtakt beobachtet wurden. Da die Drallströmung geordnet ist und kaum von Sekundärströmungen überlagert wird, sind auch die auftretenden Geschwindigkeitsgradienten wesentlich geringer. Scherströmungen sind so gut wie nicht zu erkennen. Da die Fluidteilchen sich in diesem Fall hauptsächlich in der Mess- bzw. Drallebene bewegen, kann hier von einer in erster Näherung zweidimensionalen Strömung gesprochen werden.

Im direkten Vergleich von konventionellen (Abbildung 8-1 und Abbildung 8-3) zu High-Speed-Vektorfeldern (Abbildung 8-2 und Abbildung 8-4) fällt auf, dass bei den High-Speed-Messungen sowohl im Ansaug- als auch im Kompressionstakt kaum Fehlstellen im Vektorfeld zu finden sind, wohingegen bei den konventionellen Messungen insbesondere im Ansaugtakt während der Kreuzkorrelation offensichtlich oft kein Vektor berechnet werden konnte. Außerdem machen die konventionellen Vektorfelder trotz praktisch identischer Auswertung einen deutlich ungeordneteren und unstetigeren Eindruck. Dieser hier anhand von zwei Beispielen gewonnene Eindruck lässt sich durch die Graphen in Abbildung 8-5 und Abbildung 8-6 für die gesamten Bildsätze bestätigen.

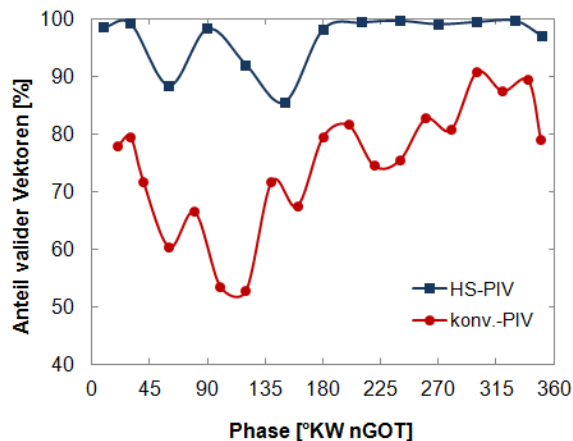


Abbildung 8-5: Mittlere Zahl valider Vektoren für konventionelles- und High-Speed-PIV in der Ebene $z = 10\text{mm}$ bei $n = 1500\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

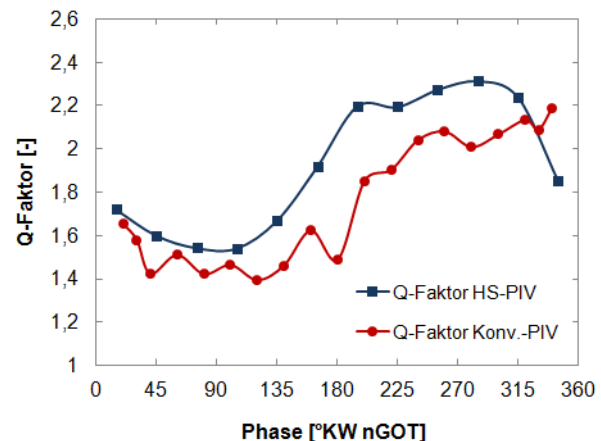


Abbildung 8-6: Mittlerer Q-Faktor für konventionelle und High-Speed-PIV-Messungen in der Ebene $z = 10\text{mm}$ bei $n = 1500\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

Abbildung 8-5 vergleicht den Anteil valider Vektoren der konventionellen und der High-Speed-Messungen in einer horizontalen Ebene als Funktion des Kurbelwinkels. Die Messungen wurden durchgeführt in der horizontalen Ebene $z = 10\text{ mm}$ unterhalb des Zylinderkopfs. Die Drehzahl betrug $n = 1500\text{ min}^{-1}$ und der Ladedruck $p_L = 1,2\text{ bar}$. Es ist zu erkennen, dass bei den konventionellen PIV-Messungen der Anteil valider Vektoren über weite Bereiche des Kompressionstaktes unter 80% liegt, was als problematisch gilt. Im Ansaugtakt fällt der Anteil valider Vektoren sogar für zwei Messungen unter 60%, was als sehr problematisch zu bewerten ist. Bei den High-Speed-PIV-Messungen hingegen sind rund 90% der Vektoren bei Messungen im Ansaugtakt sowie nahezu alle Vektoren bei Messungen im Kompressionstakt valide. Der in Abbildung 8-6 dargestellte Verlauf des mittleren Q-Faktors der berechneten Vektoren zeigt, dass auch die Qualität der ermittelten Vektoren im Falle der HS-PIV-Messungen höher ist. Zwar sinkt die Güte der Korrelation auch im Fall der High-Speed-Messungen in der betrachteten Messebene aufgrund der durch die Ventilströmung verursachten, hohen Out-of-plane Geschwindigkeiten während der Ansaugphase deutlich ab. Dieser Effekt sollte aber umso weniger ausgeprägt sein, desto weiter entfernt die Messebene vom Zylinderkopf liegt. Nachdem sich die Drallströmung dann im Zylinder ausgebildet hat, liegt der Q-Faktor

über den größten Teil des Kompressionstaktes hinweg deutlich über zwei. Im Falle der konventionellen PIV-Messungen steigt die Korrelationsqualität zwar im Kompressionstakt ebenfalls, das absolute Niveau liegt aber dennoch unter dem der High-Speed-Messungen. Gut zu erkennen ist auch, dass der starke Anstieg der Partikeldichte nahe OT bei den HS-PIV-Untersuchungen zu einem deutlichen Abfall der Korrelationsqualität führt. Angesichts eines Grenzwerts von $Q = 1,3$, mit dem ein Vektor noch als korrekt angesehen wird, liegen offenbar sehr viele der mittels konventionellem PIV ermittelten Vektoren nur knapp neben dem Bereich, in dem sie als nicht mehr aussagekräftig angesehen werden.

Die hier beobachtete, generell schlechtere Korrelationsgüte der mittels des konventionellen PIV-Systems durchgeführten Untersuchungen hat verschiedene Ursachen. Wichtigster Punkt ist dabei vermutlich der Laser mit seinen nicht optimalen Strahlprofilen und den nur bedingt übereinander liegenden Lichtschnitten, siehe Abschnitt 6.1.1. Außerdem ist zu konstatieren, dass die Lichtschnittdicke angesichts des nicht optimalen Strahlprofils für den Ansaugtakt (hohe Out-of-plane Geschwindigkeiten) mangels Erfahrung und einer nicht umfassend genug durchgeführten Zwischenauswertung der Partikelbilder zu gering gewählt wurde. Ein weiterer Grund sind Verzerrungen, die durch die Kolbenlinse verursacht werden und, wie im vorangegangenen Kapitel bereits ausgeführt, nur teilweise korrigiert werden können. Zu diesem Punkt zählt auch die deutlich stärkere Abbildung des Randes der Kolbenmulde im Bild (Abbildung 6-21). Nachteilig sind außerdem die Reflexe an der Zylinderwand, die im Gegensatz zu den HS-Aufnahmen bei den konventionellen Messungen immer auf den Partikelbildern mit abgebildet werden. Trotz Maskierung lässt sich eine korrekte Korrelation der Partikelbewegung in Wandnähe oft nur schwer erreichen.

Besonders bemerkenswert ist jedoch in beiden Fällen, dass durch den Einsatz von Feststofftracern die Zahl valider Vektoren im Kompressionstakt steigt und bei den High-Speed-Messungen selbst im oberen Totpunkt kaum Fehlvektoren auftreten. Im Falle von flüssigen Tracern, die im Bereich motorischer Strömungsuntersuchungen weit verbreitet sind (Abschnitt 4.2.3), nimmt die Streulichtintensität auf den Partikelbildern aufgrund des langsamen Verdampfens der Flüssigkeitströpfchen zum oberen Totpunkt hin signifikant ab. Oftmals sind dadurch schon 30-60°KW vor ZOT aufgrund fehlender Tracer keine Messungen mehr möglich. Im Vergleich dazu ist für die hier beschriebenen Messungen mit Feststofftracern der Verlauf der mittleren Streulichtintensität eines Frames in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$ in Abbildung 8-7 dargestellt. Erkennbar steigt die mittlere Intensität durch die Erhöhung der Partikeldichte in der Kompressionsphase zum oberen Totpunkt hin kontinuierlich an. Die während der Kompression über ein optimales Maß hinaus steigende Partikeldichte führt allerdings dazu, dass sich einzelne Partikel bzw. Partikelgruppen immer schwerer korrelieren lassen. Dies ist auch der Grund für den in Abbildung 8-6 bei ca. 40°KW vor OT zu erkennende Abfall der Korrelationsgüte.

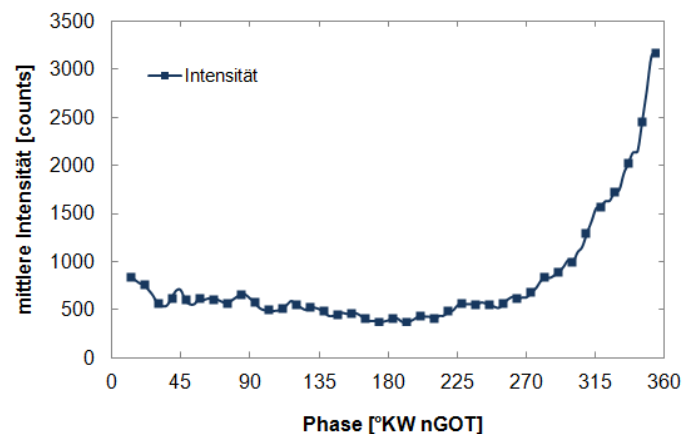


Abbildung 8-7: Mittlere Intensität eines quadratischen Bereichs im Brennraum (ca. $18 \times 18 \text{ mm}^2$) in einem exemplarischen HS-PIV- Zyklus in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Vergleicht man die Vektorfelder in Abbildung 8-1 und Abbildung 8-2, beziehungsweise Abbildung 8-3 und Abbildung 8-4 miteinander, stellt man fest, dass sie sich, obwohl zum gleichen Zeitpunkt und im gleichen Betriebspunkt aufgenommen, unabhängig von den bereits genannten Punkten deutlich hinsichtlich ihrer Strömungsstrukturen unterscheiden. Der Grund hierfür liegt nicht primär in den unterschiedlichen Messsystemen, sondern auch in der Zyklusvariabilität der Brennraumströmung (siehe Mittelwertvergleich Abbildung 8-11). So bildet sich in jedem Motorzyklus trotz vermeintlich gleicher Randbedingungen eine andere Strömungsstruktur im Zylinder aus. Hervorzuheben ist dabei, dass das Maß der Variabilität stark von der Motorphase und der betrachteten Ebene abhängt. Abbildung 8-8, Abbildung 8-9 und Abbildung 8-10 zeigen jeweils drei instantane Vektorfelder (b-d) aufeinander folgender Motorzyklen, die in zwei unterschiedlichen Ebenen und zu drei verschiedenen Zeitpunkten aufgenommen wurden. Abbildung 8-8 gibt den bereits aus Abbildung 8-2 und Abbildung 8-3 bekannten Zeitpunkt ($\theta = 80^\circ \text{KW nGOT}$) in der Ansaugphase wieder. Betrachtete Ebene sowie Betriebspunkt sind ebenfalls identisch. Die Vektorfelder b) bis d) verdeutlichen, wie stark sich Strömungsstruktur und Geschwindigkeit von Zyklus zu Zyklus ändern. In Vektorfeld b) beispielsweise ist die Ventilströmung gut zu erkennen. Dabei scheint es, als ströme Gas von einem Punkt links oben im Vektorfeld radial in Richtung Zylinderwand und Brennraumzentrum. Deutlich ist auch wieder die Scherschicht, die in diesem Fall quasi entlang einer Linie leicht schräg durch den Brennraum läuft. Ursächlich ist offenbar wieder die vom Kolben reflektierte Rückströmung, die über einen weiten Bereich mit der Ventilströmung kollidiert und so einen ausgedehnten Bereich starker Scherströmung produziert. Die höchsten Geschwindigkeiten, die dabei in diesem Bereich auftreten, liegen bei ca. 35 m/s (rechts unten). Links im Brennraum ist im Randbereich der Scherströmung außerdem eine wirbelartige Struktur zu erkennen. Auch im nächsten Zyklus, Vektorfeld c), ist die Scherschicht wiederum sichtbar. Hier verläuft sie allerdings entlang eines Bogens eher horizontal durch den Brennraum. Die Strömungsgeschwindigkeiten, die in einem größeren Bereich rechts von ihr auftreten, sind mit ca. 50 m/s deutlich höher als im vorherigen Zyklus. Außerdem zeigt sich hier ein Wirbel am rechten Ende des Scherbereichs. Im folgenden Motorzyklus, Vektorfeld d), stellt sich die Struktur der Scherschicht anders dar. So ist die horizontal verlaufende Scherschicht deutlich kürzer als in den vorangegangenen Zyklen. Allerdings tritt in diesem Strömungsfeld eine weitere, fast horizontal verlaufende Scherströmung rechts der anderen Schicht auf. Im Bereich der Annäherung dieser beiden Scherschichten ist außerdem ein ausgeprägter Wirbel festzustellen. Die Strömungsgeschwindigkeit in diesem Zyklus ist dabei wieder geringer als die im Zyklus zuvor. Generell sind in den Vektorfeldern viele verschiedene, kleine Strukturen zu erkennen.

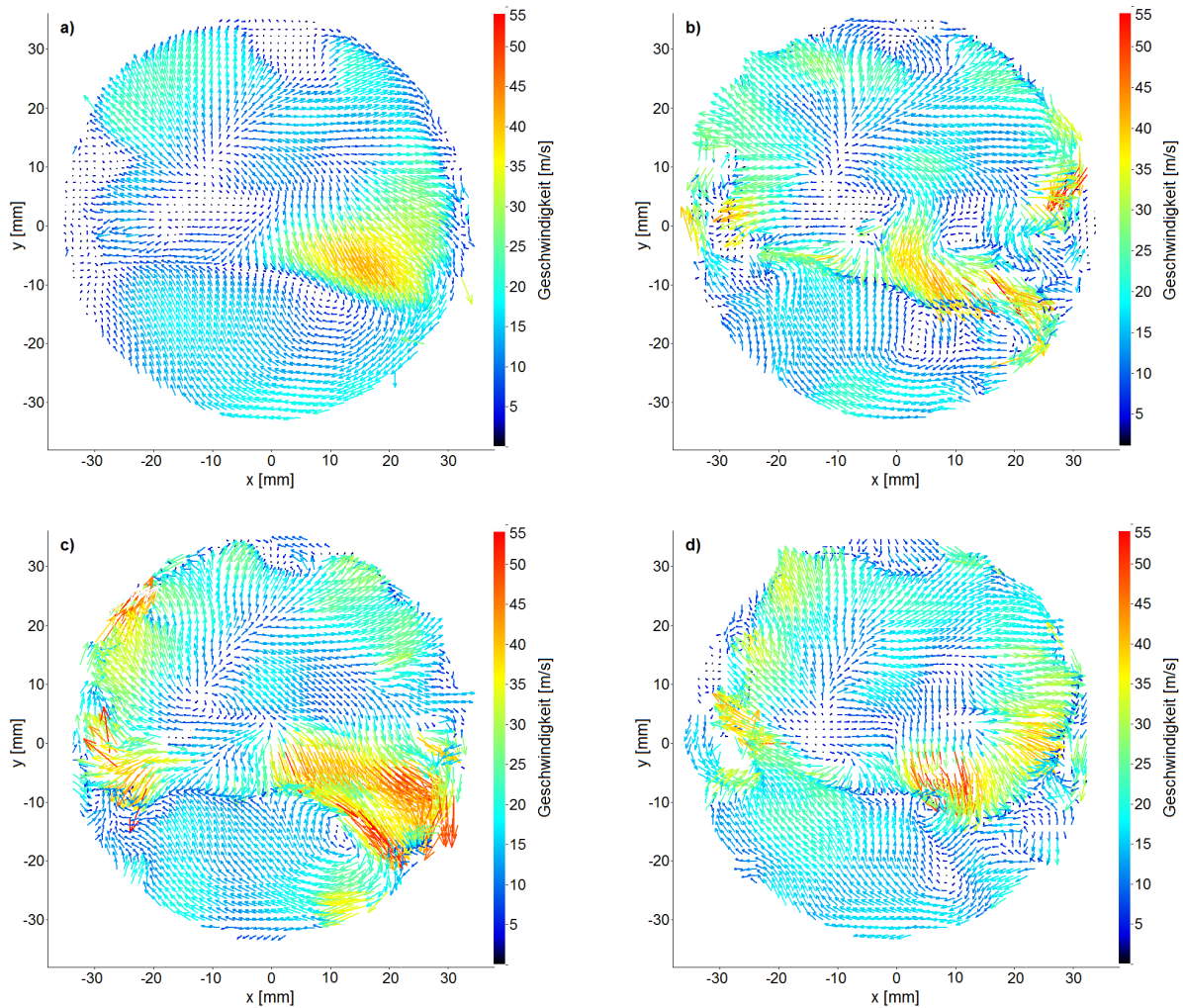


Abbildung 8-8: a) Über 200 Zyklen ensemblegemitteltes Vektorfeld (HS-PIV) b)-c) aufeinander folgende, instantane Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 10$ mm bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2$ bar; Zeitpunkt $\theta = 80^\circ \text{KW nGOT}$

In Abbildung 8-9 b) bis c) sind Vektorfelder sichtbar, die in aufeinander folgenden Motorzyklen bei $\theta = 180^\circ \text{KW nGOT (UT)}$ in einer Ebene $z = 40$ mm unter dem Zylinderkopf mittels des High-Speed-PIV-Systems gemessen wurden. Der Betriebspunkt entspricht dem schon oben beschriebenen. Die Geschwindigkeitsfelder zeigen, dass die Ladungsbewegung zum betrachteten Zeitpunkt in der Mitte des Zylinders bei $z = 40$ mm bereits von einer Drallströmung um die Zylinderachse dominiert wird. Das Geschwindigkeitsniveau in der Ansaugphase ist deutlich geringer als in der Ebene $z = 10$ mm. Die Drallströmung wird offenbar auch nicht wesentlich durch eine vertikal gerichtete Strömung gestört. Vielmehr scheinen sich die Fluidteilchen hier hauptsächlich in der betrachteten Ebene zu bewegen. Obwohl die Drallströmung lokal unterschiedliche Geschwindigkeiten besitzt, ist sie jedoch kaum von kleinskaligen Strukturen überlagert. Dabei sind auch die Grenzen der räumlichen Auflösung des Messsystems zu berücksichtigen. Nichtsdestotrotz zeigen sich aber auch hier Unterschiede zwischen den einzelnen Zyklen. In Vektorfeld b) beispielsweise weist das in der Mitte des Brennraums liegende Drallzentrum eine leichte Deformation auf. Im folgenden Zyklus nimmt das Drallzentrum einen weiteren Bereich ein und die im oberen Teil des Brennraums auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten sind höher als im unteren Teil. Das im dritten Zyklus gemessene Wirbelzentrum ist wiederum leicht deformiert. Die Strömungsgeschwindigkeiten in den Außenbereichen sind dabei entlang des gesamten Umfangs vergleichbar.

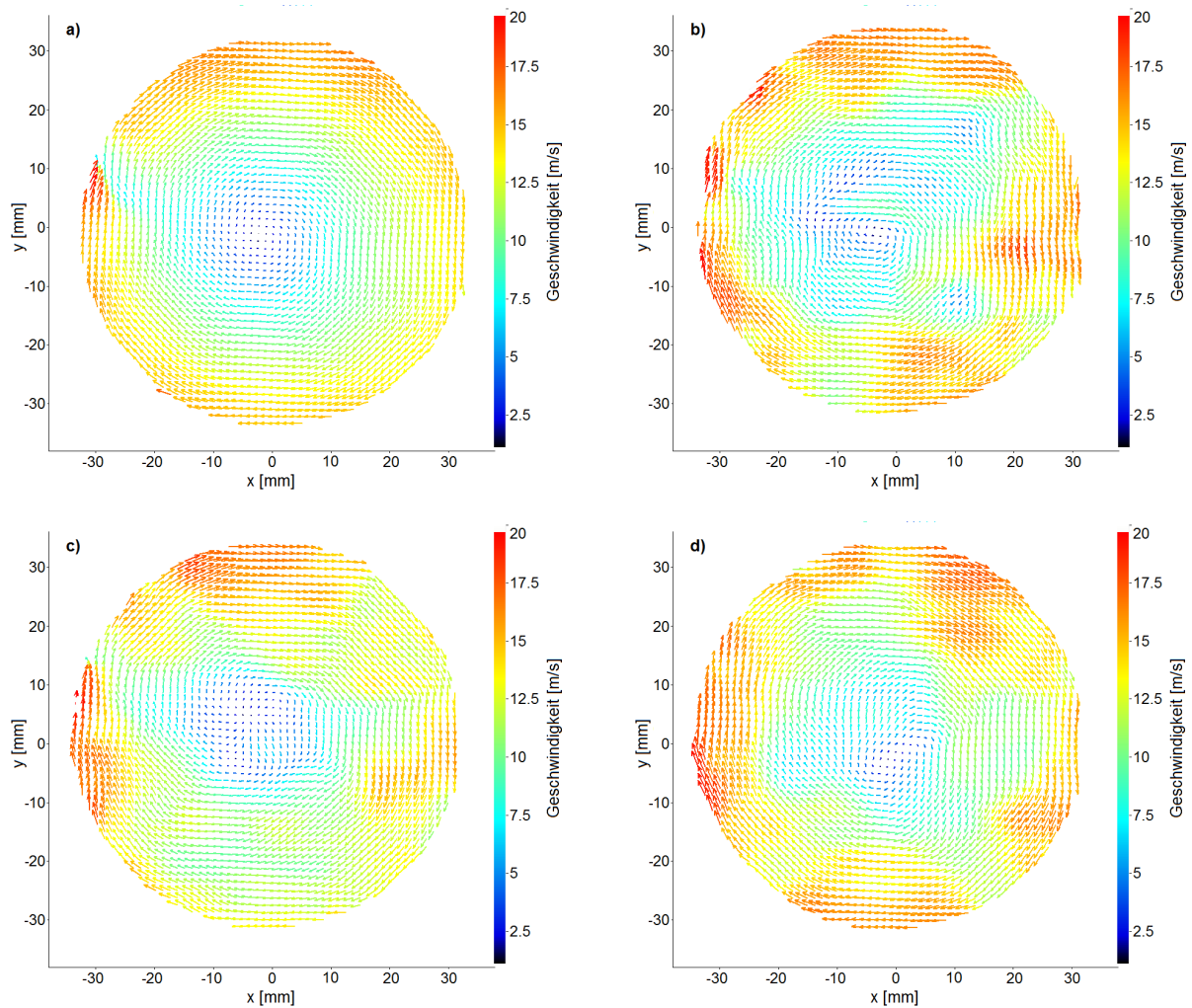


Abbildung 8-9: a) Über 200 Zyklen ensemblegemitteltes Vektorfeld (HS-PIV) b)-c) aufeinander folgende, instantane Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 40$ mm bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2$ bar; Zeitpunkt $\theta = 180^\circ \text{KW nGOT}$

90°KW später, in der Mitte des Kompressionstaktes bei $\theta = 270^\circ \text{KW nGOT}$ (bzw. $\theta = 90^\circ \text{KW vZOT}$) stellt sich die Situation ähnlich dar, siehe Abbildung 8-10 b) bis d). Die Strömung ist nach wie vor charakterisiert durch die ausgeprägte Drallströmung. Das Geschwindigkeitsniveau ist vergleichbar und obwohl sich hier der Kolben schon wieder nach oben bewegt, scheint eine vertikale Strömung keinen nennenswerten Einfluss auf die Strömungsstruktur zu haben. Die Struktur der Strömung unterscheidet sich aber auch zu diesem Zeitpunkt immer noch erkennbar von Zyklus zu Zyklus. Vektorfeld b) zeigt ein ausgedehntes und relativ undefiniertes Drallzentrum. Des Weiteren sind im äußeren Bereich der Strömung wieder Bereiche unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeiten erkennbar. Im darauf folgenden Zyklus, im Vektorfeld c), scheinen zwei Wirbel nahe des Brennraumzentrums miteinander zu konkurrieren. Der dritte Zyklus weist allerdings ein klares Drehzentrum auf, das sich räumlich wenig ausbreitet. Außerdem ist auch in diesem Zyklus die Strömungsgeschwindigkeit in den Außenbereichen, abhängig vom Ort, erkennbar unterschiedlich.

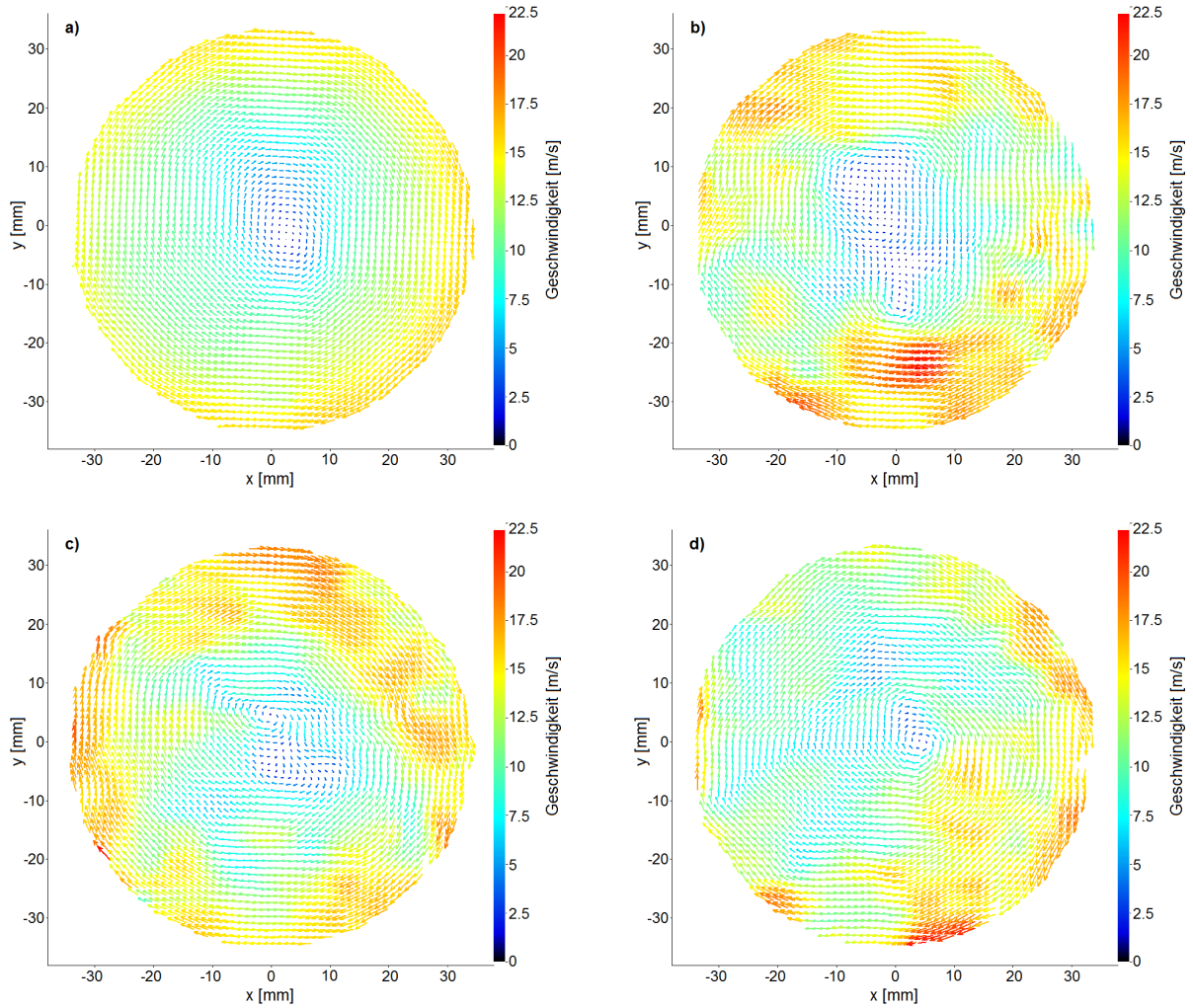


Abbildung 8-10: a) Über 200 Zyklen ensembledemitteltes Vektorfeld (HS-PIV) b)-c) aufeinander folgende, instantane Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 40$ mm bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$; Zeitpunkt $\theta = 270^\circ \text{ KW nGOT}$

Um sich ein Bild machen zu können, wie sich die Strömung zum jeweiligen Zeitpunkt im Mittel darstellt, werden die in einer Ebene ermittelten Vektorfelder ensemble-gemittelt. Die gemittelten Vektorfelder können außerdem zur Validierung von RANS²-Simulationen herangezogen werden (12). Wie in Abschnitt 7.2 eingeführt, ist das Ensembledemittel folgendermaßen definiert (172):

$$\bar{u}(x, y, \theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i(x, y, \theta). \quad (8-1)$$

x und y stehen dabei für die Ortskoordinaten des zweidimensionalen Vektorfelds, θ bezeichnet den Kurbelwinkel. Dieser muss für alle zu mittelnden Geschwindigkeitsfelder einheitlich sein. Die instantane Geschwindigkeit wird von u repräsentiert. \bar{u} repräsentiert die mittlere Geschwindigkeit. N bezieht sich auf die Anzahl von Zyklen, über die gemittelt wird.

In Abbildung 8-8 bis Abbildung 8-10 ist jeweils links oben das Ensembledemittel der jeweiligen Messung dargestellt (Vektorfeld a)). Wie zu erkennen ist, repräsentiert die mittlere Strömung die Strömung, wie sie

² Reynolds-Averaged-Navier-Stokes

tatsächlich im Zylinder auftritt, nur eingeschränkt, da sich die gemittelten Vektorfelder in allen drei Fällen teils deutlich von den instantanen Strömungsfeldern unterscheiden. Kleinskalige bzw. zufällig verteilte Strukturen fehlen völlig und auch die Maximalgeschwindigkeiten liegen, da die hohen Geschwindigkeiten im Einzelbild an offenbar immer leicht anderer Stelle auftreten, im mittleren Vektorfeld deutlich unter denen des instantanen Vektorfelds. Strömungscharakteristika, die aber im Großteil der einzelnen Vektorfelder mehr oder weniger reproduzierbar auftreten, sind auch im Mittelwertfeld erkennbar. So sind in Abbildung 8-8 a) sowohl die radiale Einlassventilströmung als auch die beschriebene Scherschicht gut zu sehen. In Abbildung 8-9 a) und Abbildung 8-10 a) ist die Drallströmung deutlich sichtbar, was nochmals verdeutlicht, dass diese auch den individuellen Zyklus dominiert. Im unteren Totpunkt (Abbildung 8-9) scheint das Drallzentrum in der Mehrheit der Zyklen leicht links der Zylindermitte zu liegen, weshalb auch das Drehzentrum im Mittel leicht links zu finden ist. Bei $\theta = 270^\circ \text{KW nGOT}$ hingegen liegt das Drallzentrum praktisch genau in der Mitte des Brennraums. In beiden Fällen gleicht die mittlere Drallströmung aber sehr stark der Rotation eines starren Körpers. Zu einem ähnlichen Schluss kommt auch Farell (143).

Anhand der Ensemblemittel lässt sich auch überprüfen, ob konventionelles und High-Speed-PIV-Messsystem qualitativ gleiche Ergebnisse liefern. In Abbildung 8-11 wird beispielhaft das Ensemblemittel der konventionellen Messungen mit dem phasengleichen Ensemblemittel der High-Speed-Messungen für einen ausgesuchten Zeitpunkt ($\theta = 140^\circ \text{KW nGOT}$) in der zweiten Hälfte des Ansaugtaktes verglichen. Zu beachten ist dabei, dass das HS-Vektorfeld im Gegensatz zum konventionellen Vektorfeld nicht den gesamten Brennraum zeigt. Der vergleichbare Bereich wurde im Ensemblemittel der konventionellen Messungen mittels einer gestrichelten Linie markiert. Es fällt auf, dass die Charakteristika der beiden Strömungsfelder innerhalb dieses Bereiches sehr gut übereinstimmen. So befindet sich das Drallzentrum in beiden Fällen an der gleichen Stelle. Außerdem findet man auf beiden Bildern im oberen Bereich einen zungenförmigen Bereich höherer Geschwindigkeiten. Des Weiteren ist in beiden Vektorfeldern ein sehr charakteristischer, bogenförmiger Bereich niedriger Geschwindigkeiten links des Drallzentrums zu erkennen. Außerdem stimmen auch die absoluten Geschwindigkeiten lokal sehr gut überein.

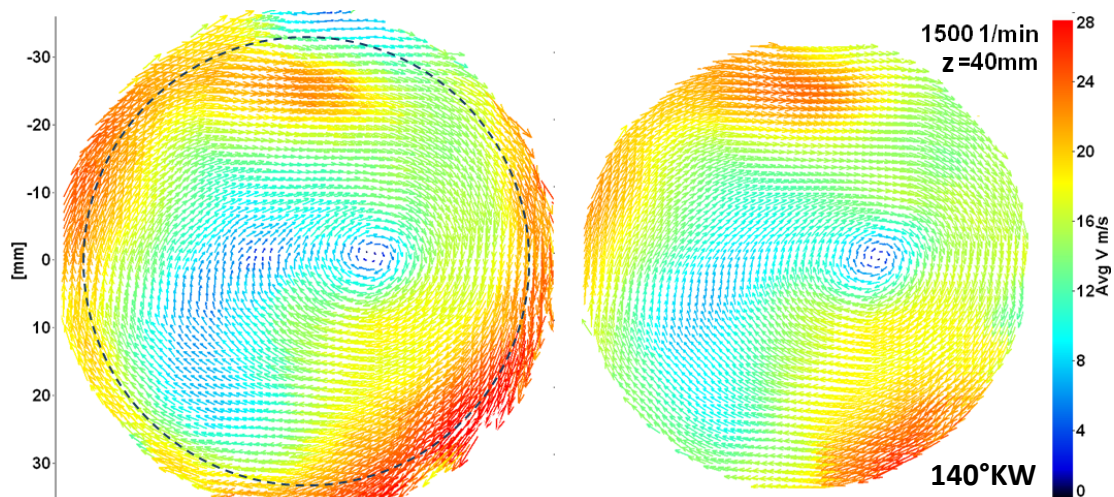


Abbildung 8-11: links: Ensemblemittel über 200 Zyklen konventionelles PIV, rechts: Ensemblemittel über 200 Zyklen HS-PIV, $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1.2 \text{ bar}$, $z = 40 \text{ mm}$, $\theta = 140^\circ \text{KW nGOT}$

Vertikale Messebenen

Die in Abbildung 8-12 bis Abbildung 8-14 dargestellten Strömungsfelder zeigen über je 200 Zyklen ensemble-gemittelte Vektorfelder, die mittels des konventionellen PIV-Systems in der Zylindermittenebene parallel zur Ventilebene bei $\theta = 80^\circ \text{KW}$, 180°KW und 280°KW nGOT gemessen wurden. Der Motor-

betriebspunkt entspricht mit $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$ dem oben bereits beschriebenen. Die drei Vektorfelder repräsentieren jeweils die mittlere Strömung in der Mitte des Ansaugtaktes, am unteren Totpunkt sowie in der Mitte des Kompressionstaktes. Wie schon bei den horizontalen Messungen beobachtet, treten auch in der vertikalen Ebene die höchsten Geschwindigkeiten bzw. die stärksten Geschwindigkeitsgradienten in der Ansaugphase auf. Besonders auffällig ist dabei ein sich unter dem Einlassventil befindender und nach oben gerichteter Rückströmungsbereich, in dem Geschwindigkeiten von bis zu 28 m/s auftreten. Die Rückströmung ist Folge der Reflektion der Ventilströmung am Kolben, die zusätzlich durch eine Rezirkulationsströmung hinter das Ventil überlagert ist. Erstaunlich ist, dass lediglich der bereits umgelenkt Teil der Ventilströmung zu erkennen ist. Dies kann zwei unterschiedliche Ursachen haben. Zum einen ist es möglich, dass der Jet aus dem Ventil an der hinter der Messebene liegenden Zylinderwand nach unten geführt wird und anschließend vom Kolbenboden gleichzeitig nach oben und in Richtung der Messebene umgelenkt wird. Stellt man sich einen das Einlassventil radial verlassenden Gasstrom an der Stelle vor, an der der Abstand zwischen Einlassventil und Zylinder minimal wird, so würde dieser vom Kolben nach oben und in Richtung Brennraumzentrum umgelenkt. Die Stelle, an der dieser Gasstrom dann in die Messebene eindringt, entspricht ungefähr der des in Abbildung 8-12 sichtbaren, nach oben gerichteten Gasstroms. Ein weiterer Grund, warum in dieser Abbildung kein nach unten gerichteter Gasstrom entlang des Zylinders zu erkennen ist, ist möglicherweise dadurch begründet, dass in diesem Bereich typischerweise starke Reflexe an der Brennraumwand auftreten. Sie können die Vektorkorrelation in Wandnähe stark beeinträchtigen und eventuell dazu führen, dass sich Partikel, die sich nahe an der Wand nach unten bewegen, nicht korrekt detektiert werden können (siehe Abbildung 6-25). Anders als erwartet, ist auch auf der zur Zylindermitte gerichteten Seite der Einlassventile kein deutlich ausgeprägter Gasstrom aus dem Ventil zu erkennen. Dies ist vermutlich damit zu erklären, dass die Messebene das Ventil exzentrisch schneidet. Verlässt das angesaugte Gas das Ventil mehr oder weniger radial, so bedeutet dies, dass die Strömung eine große Geschwindigkeit in Out-of-Plane-Richtung zur Messebene besitzt. Daraus kann resultieren, dass auf den Doppelbildern nur Partikel mittlerer und niedriger Geschwindigkeit erfolgreich korreliert werden können.

Trotz des hier relativ geringen Impulses der Einlassströmung bilden sich dennoch durch die Wechselwirkung mit der vom Kolben, der Zylinderwand und des Zylinderkopfes umgelenkten Rückströmung links und rechts der Einlassströmung Wirbel aus. Da diese auch im gemittelten Vektorfeld deutlich hervortreten, ist davon auszugehen, dass die Wirbel mit einer gewissen Reproduzierbarkeit im Großteil der Motorzyklen auftreten. Gleiches gilt auch für die Scherschicht, die sich in Folge der Kollision von Einlassströmung und der unter dem Zylinderkopf Richtung Einlassventil orientierten Rückströmung formiert.

Auch bei $\theta = 180^\circ \text{KW nGOT}$ (Abbildung 8-14) sind weitere zwei Wirbel unter dem nur noch ca. 3 mm geöffneten Einlassventil zu erkennen. Obwohl sich der Kolben im unteren Totpunkt nicht bewegt, strömt erkennbar weiterhin Gas in den Brennraum. Der Impuls dieses Gasjets scheint aber relativ gering zu sein. Da im UT, anders wie zuvor beobachtet, kein Gas unter dem Zylinderkopf in Richtung Einlassventil zurückströmt, kommt es auch nicht mehr zu der Ausbildung einer Scherschicht. Generell liegt das Geschwindigkeitsniveau im Brennraum deutlich unter dem in der Ansaugphase. Grund hierfür ist einerseits der sich um UT herum nur langsam bewegende Kolben und andererseits die Drallströmung, die sich zu diesem Zeitpunkt in der unteren Hälfte des Brennraums bereits ausgebildet hat. Da bei der Betrachtung der Drallströmung in der Zylindermittenebene die Hauptströmungsrichtung senkrecht zur Betrachtungsebene liegt, sind in diesem Fall, wie in Abbildung 8-14 ersichtlich, die Geschwindigkeiten in horizontaler Richtung sehr gering. Dennoch ist in Abbildung 8-14 in der Mitte des Brennraums eine leichte Tumbleströmung zu erkennen.

In der Mitte des Kompressionstaktes (Abbildung 8-13) bleibt von der Tumbleströmung allerdings nichts mehr übrig. Die Strömung im Brennraum erscheint bei $\theta = 280^\circ \text{KW nGOT}$ sehr geordnet und gleichmäßig. Lediglich im Zentrum des Brennraums lässt sich ein Bereich leicht höherer Geschwindigkeit identifizieren. Im Wesentlichen ist zu diesem Zeitpunkt die Strömung zum Zylinderkopf hin gerichtet. Ursächlich hierfür ist die Bewegung des Kolbens nach oben. Die Kolbengeschwindigkeit beträgt bei $\theta = 280^\circ \text{KW}$ ca. $6,4 \text{ m/s}$,

was ungefähr der Geschwindigkeit des Gases im Brennraum in vertikaler Richtung entspricht. Die Bewegung der Fluidteilchen in horizontaler Richtung ist aufgrund der zu diesem Zeitpunkt voll ausgebildeten Drallströmung nach wie vor von eher untergeordneter Bedeutung.

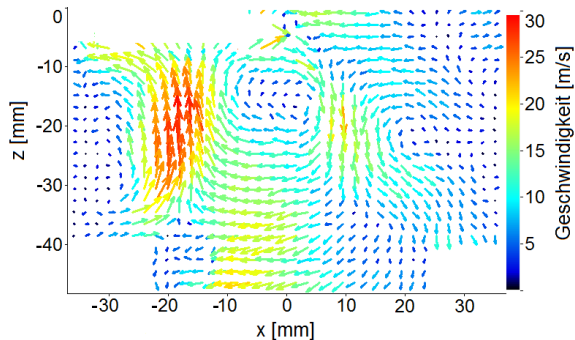


Abbildung 8-12: Auf Basis von konventionellem PIV über 200 Zyklen ensemble-gemitteltetes Vektorfeld in der Zylindermittenebene (parallel zu Ventilebene) bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$; Zeitpunkt $\theta = 80^\circ \text{KW nGOT}$

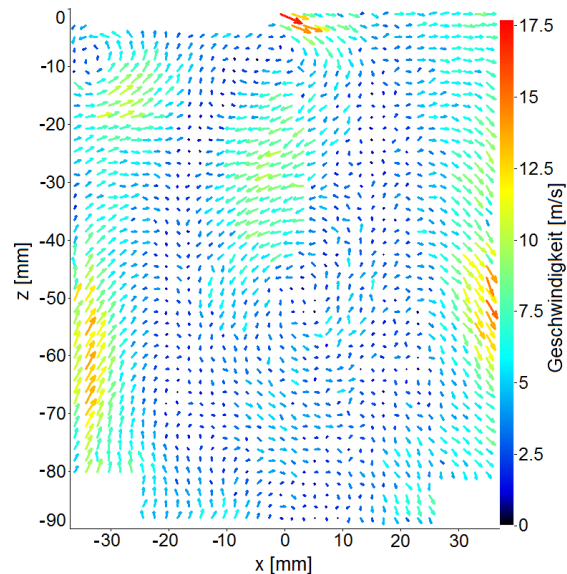


Abbildung 8-14: Auf Basis von konventionellem PIV über 200 Zyklen ensemble-gemitteltetes Vektorfeld in der Zylindermittenebene (parallel zu Ventilebene) bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$; Zeitpunkt $\theta = 180^\circ \text{KW nGOT}$

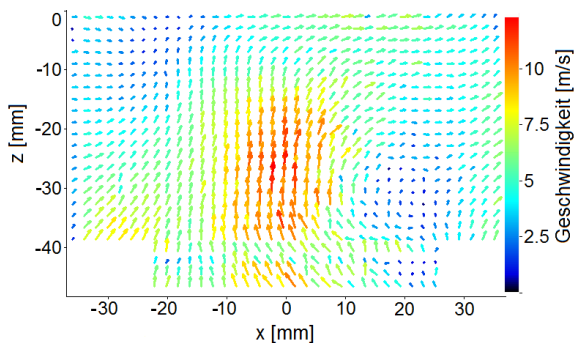


Abbildung 8-13: Auf Basis von konventionellem PIV über 200 Zyklen ensemble-gemitteltetes Vektorfeld in der Zylindermittenebene (parallel zu Ventilebene) bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$; Zeitpunkt $\theta = 280^\circ \text{KW nGOT}$

Abbildung 8-15 zeigt das mittels HS-PIV in der Ventilebene gemessene, ensemble-gemittelte Vektorfeld im unteren Totpunkt. Aufgrund des ungünstigen Blickwinkels und des exzentrisch im Brennraum und in der Kolbenmulde liegenden Laserlichtschnitts, der starke Reflexe im unteren Bereich des Brennraums verursacht, wird die Geometrie der Mulde vom Vektorfeld nur sehr grob wiedergegeben. Klar zu sehen ist jedoch, dass die Struktur der Strömung ähnlich gleichmäßig ist wie die in der Zylindermittenebene in Abbildung 8-14. Wie beim Betrachten einer Drallströmung in einer exzentrischen, vertikalen Messebene zu erwarten, ist eine horizontale Strömung deutlich zu erkennen. Die höchsten Geschwindigkeiten treten dabei ungefähr in der Mitte des Zylinders auf, wo die Umfangskomponente des Dralls im Prinzip genau in der Messebene liegt. Eine vertikale Bewegung der Zylinderladung ist dabei kaum zu beobachten. Die Drallströmung scheint zu diesem Zeitpunkt also über weite Bereiche tatsächlich praktisch zweidimensional zu sein. Der sich unter dem Einlassventil vertikal bis über die Zylindermitte hinaus erstreckende Bereich geringer Geschwindigkeit ist vermutlich auf starke Reflexe an der Zylinderwand zurückzuführen.

Abbildung 8-16 gibt eines der instantanen Vektorfelder, das zur Berechnung des in Abbildung 8-15 dargestellten Ensemblemittels herangezogen wurde, wieder. Wie bereits zuvor beobachtet, weist auch hier das Einzelfeld höhere Maximalgeschwindigkeiten und stärkere Geschwindigkeitsgradienten auf. Die Strömung ist generell von kleineren Strukturen und lokal stark unterschiedlichen Geschwindigkeiten geprägt. Dennoch treten auch hier die höchsten Geschwindigkeiten in horizontaler Richtung auf. Der Wirbel, der in der Mitte des Zylinders direkt unter dem Einlassventil erkennbar ist, tritt, da er im Mittelbild nicht abgebildet ist, nur in einem Teil der Zyklen auf oder befindet sich in jedem Zyklus an einer anderen Stelle. Der Vergleich von Abbildung 8-15 und Abbildung 8-16 lässt dadurch auch Rückschlüsse über die Variabilität der Strömung insgesamt von Zyklus zu Zyklus zu. Auch hier gilt deshalb: Das mittlere Strömungsfeld repräsentiert die Strömung in individuellen Zyklen nur zu einem gewissen Teil.

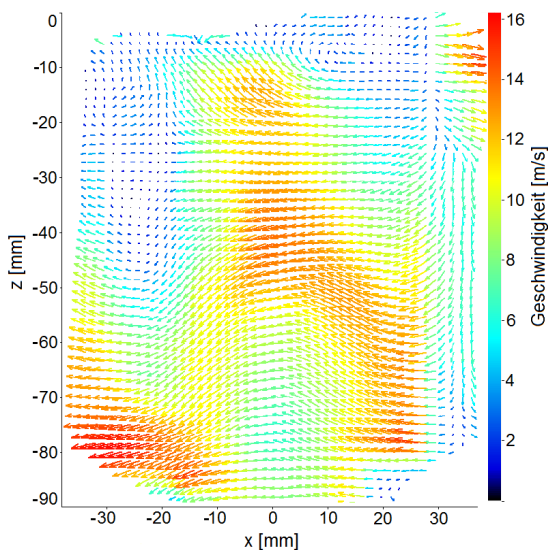


Abbildung 8-15: Auf Basis von High-Speed-PIV über 200 Zyklen ensemble-gemittelter Vektorfeld in Ventilebene bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$; Zeitpunkt $\theta = 180^\circ \text{KW nGOT}$

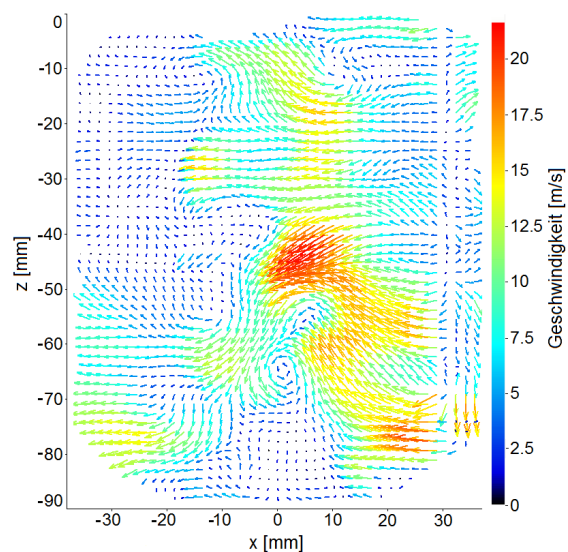


Abbildung 8-16: Instantanes HS-PIV-Vektorfeld in Ventilebene bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$; Zeitpunkt $\theta = 180^\circ \text{KW nGOT}$

Betrachtet man das Ensemblemittel der HS-Untersuchungen bei $\theta = 105^\circ \text{KW nGOT}$, Abbildung 8-17, lässt sich hier in der Ventilebene deutlich die Ventilsplattströmung erkennen. Außerdem veranschaulicht dieses Beispiel erneut, wie es durch die Wechselwirkung von Einlassströmung und rückströmendem Gas zur Ausbildung von Wirbeln links und rechts neben dem Einlassjet kommt. Da diese Wirbel in einem Mittelbild aus 200 Vektorfeldern eindeutig zu erkennen sind, müssen sie folglich auch in einzelnen Zyklen mit relativer Reproduzierbarkeit auftreten. Untersuchungen von Dannemann et al. (109) und Brücker et al. (108) legen außerdem nahe, dass sich diese beiden Wirbel toroidal um das gesamte Einlassventil herum erstrecken.

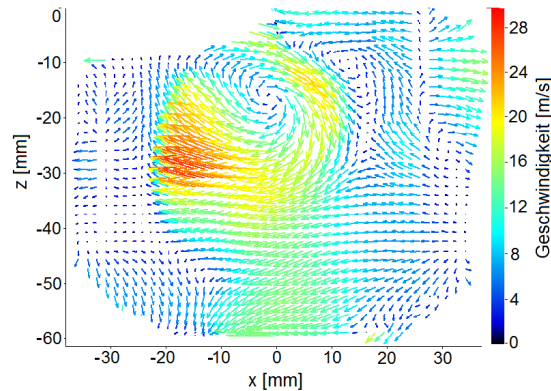


Abbildung 8-17: Auf Basis von High-Speed-PIV über 200 Zyklen ensemble-gemitteltes Vektorfeld in Ventilebene bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$; Zeitpunkt $\theta = 105^\circ \text{KW nGOT}$

Quetschspaltströmung

Messungen in der vertikalen Ebene erlauben prinzipiell auch die Visualisierung der Quetschspaltströmung, wie sie nahe dem oberen Totpunkt in Dieselmotoren auftritt. Die Quetschspaltströmung wird gezielt durch den Muldenkolben erzeugt, um nahe dem Einspritzzeitpunkt das Turbulenzniveau in der Gasströmung anzuheben, womit eine bessere Gemischaufbereitung und eine schnellere Kraftstoffumsetzung ermöglicht werden. Das Gas nahe der Zylinderwand wird dabei vom sich nach oben bewegendem Kolben quer zur Drallströmung in die Mulde des Kolbens gedrängt.

Das in Abbildung 8-18 dargestellte Vektorfeld zeigt die Strömung in der Zylindermittenebene, parallel zur Ventilebene, bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2 \text{ bar}$ und $\theta = 320^\circ \text{KW nGOT}$. Auf der linken Seite des Vektorfeldes ist die beschriebene Quetschspaltströmung gut zu erkennen. Außerdem zeigt es, wie diese radiale Strömung einen Wirbel in der Kolbenmulde induziert. Dieser Prozess wird auch bei Deslandes et al. (163), (102) sowie Cosadia et al. (121) beschrieben. Allerdings liegen sowohl die von Deslandes et al. beobachtete Geschwindigkeit der Quetschströmung als auch die Stärke des in der Mulde entstehenden Wirbels deutlich über den Werten, die im vorliegenden Fall festgestellt werden. Der Grund liegt vermutlich darin, dass Deslandes et al. bei ihren Untersuchungen einen Kolben mit einer ungewöhnlich kleinen (Durchmesser 38 mm) und tiefen (Tiefe 15,7 mm) Mulde verwenden. Derartige Mulden finden aber heute in Dieselmotoren keine Anwendung mehr. Insofern dürfte die auf der linken Seite in Abbildung 8-18 gezeigte, weniger starke Quetschspaltströmung durchaus der eines aktuellen Serien-Dieselmotors sehr nahe kommen. Die auf der rechten Seite des Strömungsfeldes sichtbare Strömung hingegen entspricht nicht der Vorstellung von einer typischen Quetschspaltströmung. Hier strömt das Gas schräg nach oben Richtung Zylinderwand und Zylinderkopf. Diese Strömung erscheint wenig plausibel. Sie ist aber auch in den Vektorfeldern, die 20°KW nach bzw. 20°KW vor dem gezeigten Zeitpunkt gemessen wurden, zu sehen. Außerdem ergab eine visuelle Überprüfung der Partikelbilder, dass Teilchen, die sich in diesem Bereich befinden, tatsächlich in den Spalt hineinzuströmen scheinen. Um dieses Phänomen eindeutig klären zu können, müsste es allerdings messtechnisch genauer untersucht werden. Gut zu belegen ist indes, dass die Drallströmung in der Mulde durch die quer zu ihr verlaufende Spaltströmung nicht nennenswert gestört wird.

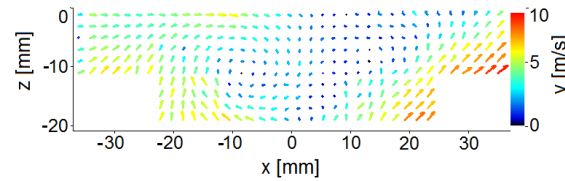


Abbildung 8-18: Quetschspaltströmung in der Zylindermittenebene (parallel zur Ventilebene) bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$ zum Zeitpunkt $\theta = 320^\circ \text{KW}$ nGOT, ensemble-gemittelte, konventionelle PIV-Vektorfelder

Räumliche Korrelation und zeitliche Korrelation

Die in Abbildung 8-19 dargestellten ensemble-gemittelten Vektorfelder wurden alle mittels des konventionellen PIV-Systems bei $\theta = 140^\circ \text{KW}$ nGOT in unterschiedlichen Messebenen ermittelt. Das oberste Vektorfeld repräsentiert die mittlere Strömung in der Ebene $z = 20 \text{ mm}$, das mittlere die in der Ebene $z = 30 \text{ mm}$ und das unterste die Strömung in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$. Die Drehzahl und der Saugrohrdruck betrugen dabei wieder $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$. Obwohl die zugehörigen Messungen im Abstand mehrerer Wochen durchgeführt wurden, weisen die Vektorfelder dennoch Gemeinsamkeiten auf. So liegt das dominante Drehzentrum in der Ebene $z = 20 \text{ mm}$ deutlich exzentrisch bei $x = 12 \text{ mm}$ und $y = 5 \text{ mm}$. In den Ebenen darunter finden sich die Drehzentren an vergleichbarer Stelle. Neben diesem dominanten Drehzentrum lässt sich in der obersten Ebene zudem schräg gegenüber in Wandnähe, bei $x = -27 \text{ mm}$ und $y = -10 \text{ mm}$, ein zweites, deutlich schwächeres Drehzentrum identifizieren. Auch dieses Drehzentrum ist leicht versetzt und in der darunter liegenden Ebene noch schwächer ($z = 30 \text{ mm}$) sichtbar. In der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ hingegen ist kein Sekundärdrehzentrum zu erkennen. Dennoch zeigt sich sowohl in der Ebene $z = 30 \text{ mm}$ als auch in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ ein Bereich niedriger Geschwindigkeit. Dieser golfschlägerförmige Bereich existiert ebenfalls in der Ebene $z = 20 \text{ mm}$ und verbindet dort die beiden Drehzentren miteinander. Außerdem fällt in allen Vektorfeldern, in leicht unterschiedlicher Form, aber an praktisch derselben Stelle ein charakteristischer Bereich höherer Geschwindigkeit auf. Auch wenn grundsätzlich die Umfangsgeschwindigkeit der Drallströmung mit wachsender Entfernung der Ebenen zum Zylinderkopf anzusteigen scheint, korrelieren die Strömungsstrukturen in den 10 mm voneinander entfernt über- bzw. untereinander liegenden Ebenen sehr gut.

Als Ergänzung dazu sind in Abbildung 8-20 drei Vektorfelder dargestellt, die in der Ebene $z = 30 \text{ mm}$ in dem für die konventionellen PIV-Messungen typischen Abstand von jeweils 20°KW in voneinander unabhängigen Messungen aufgenommen wurden. Das oberste Vektorfeld zeigt die mittlere Strömung bei $\theta = 120^\circ \text{KW}$, das mittlere die bei $\theta = 140^\circ \text{KW}$ und das untere die mittlere Strömung bei $\theta = 160^\circ \text{KW}$ nGOT. Auch hier ist ein Zusammenhang der ensemble-gemittelten Vektorfelder offensichtlich. So ist deutlich erkennbar, wie sich das Drallzentrum zwischen den Vektorfeldern Richtung Zylinderzentrum bewegt. Der dem Drallzentrum gegenüber liegende, golfschlägerförmige Bereich geringer Strömungsgeschwindigkeit rotiert ebenfalls, und zwar im Uhrzeigersinn mit der Drallströmung um die Zylinderachse. Ein daneben liegendes Feld höherer Strömungsgeschwindigkeit folgt ebenfalls dem Drall. Zwischen $\theta = 120^\circ \text{KW}$ und $\theta = 160^\circ \text{KW}$ nGOT beginnen sich allerdings die Strömungsgeschwindigkeiten dieser beiden Felder bereits etwas anzugleichen, so dass die Geschwindigkeitsgradienten bei $\theta = 160^\circ \text{KW}$ nGOT signifikant geringer sind als noch 40°KW zuvor. Abbildung 8-20 belegt damit, dass die Bewegung von Strukturen im Ensemblemittel bei einem Bildabstand von 20°KW noch gut zu verfolgen ist.

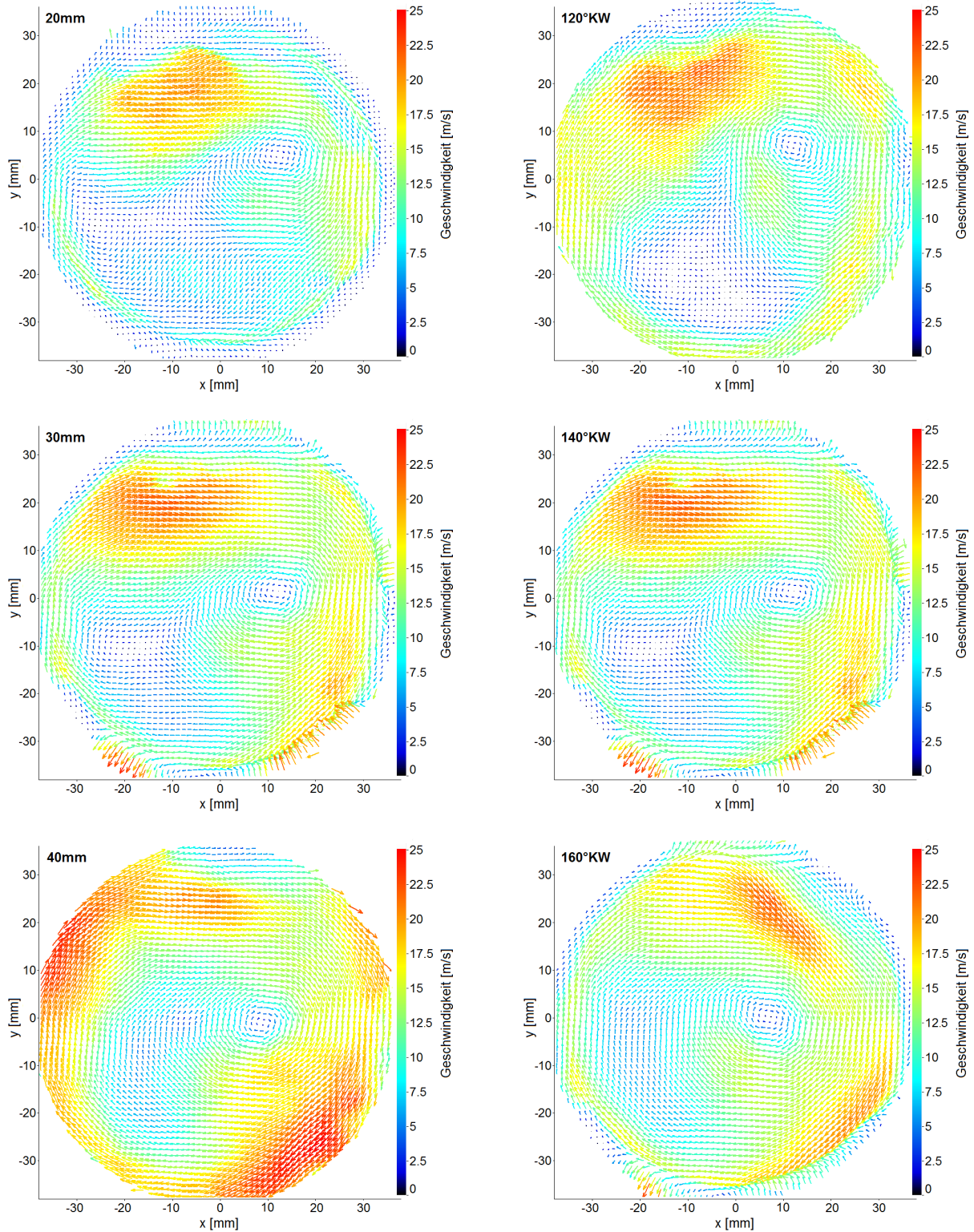


Abbildung 8-19: Konventionelles PIV in den Ebenen $z = 20, 30, 40$ mm; über 200 Zyklen ensemble-gemittelte Vektorfelder bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$, Zeitpunkt $\theta = 140^\circ\text{KW}$ nGOT

Abbildung 8-20: Konventionelles PIV in der Ebene $z = 30$ mm über 200 Zyklen ensemble-gemittelte Vektorfelder bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$, Zeitpunkte $\theta = 120, 140, 160^\circ\text{KW}$ nGOT

Im Vergleich zu den ensemble-gemittelten Vektorfeldern in Abbildung 8-20 sind in Abbildung 8-21 instantane Vektorfelder eines Zyklus zu ähnlichen Zeitpunkten dargestellt. Die Vektorfelder sind Teil einer zeitaufgelösten HS-PIV-Messung. Es fällt auf, dass sich bei einem Bildabstand von ca. 20°KW zwischen den instantanen Strömungsfeldern praktisch keine Gemeinsamkeiten mehr entdecken lassen. Weder die Position von Drehzentren noch die Verteilung von lokal auftretenden Feldern hoher bzw. niedriger Geschwindigkeiten stimmen überein. Die instantanen Vektorfelder sind im Gegensatz zu den ensemble-gemittelten Feldern bei einem Abstand von ca. 20°KW also nicht mehr miteinander zu korrelieren. Die Zeitskalen lokaler Geschwindigkeitsfluktuationen sind folglich deutlich kürzer als die der mittleren Strömung.

In Abbildung 8-22 sind drei aufeinander folgende, instantane Vektorfelder eines Zyklus dargestellt, die mittels des High-Speed-PIV-Systems mit einer zeitlichen Auflösung von 3°KW ebenfalls in der Ebene $z = 40\text{ mm}$ aufgenommen wurden. Damit lässt sich anschaulich verdeutlichen, dass bei einem Bildabstand von 3°KW eine Verfolgung kleinskaliger Strömungsstrukturen problemlos möglich ist. Die in den Strömungsfeldern erkennbaren Doppelwirbel bewegen sich, wie auch die Felder verschiedener Geschwindigkeiten, nur relativ langsam mit der Hauptströmung. Eine zeitliche Auflösung von 3°KW sollte deshalb ausreichen, um die Entstehung und die Bewegung kleinskaliger Strömungsstrukturen in der Messebene verfolgen und nachvollziehen zu können.

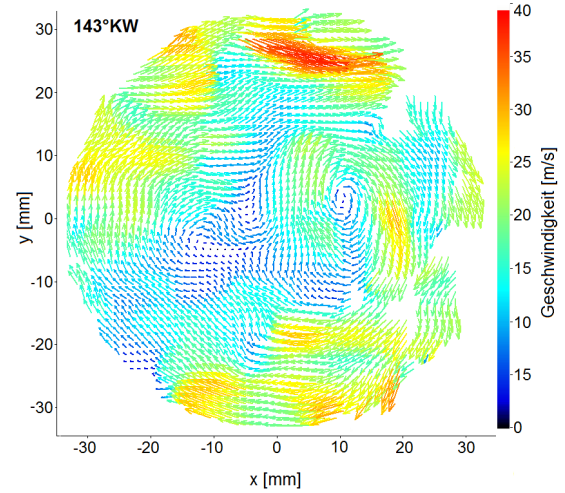
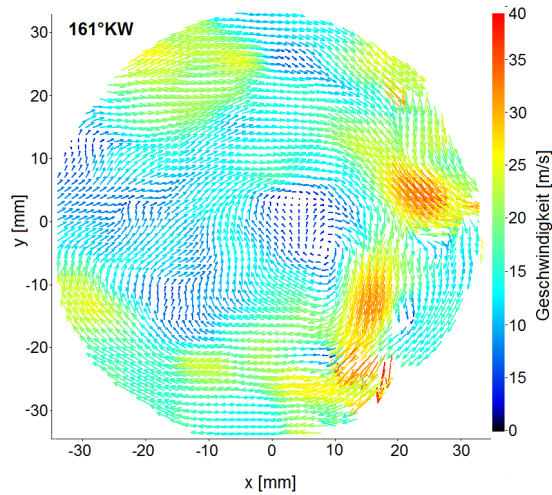
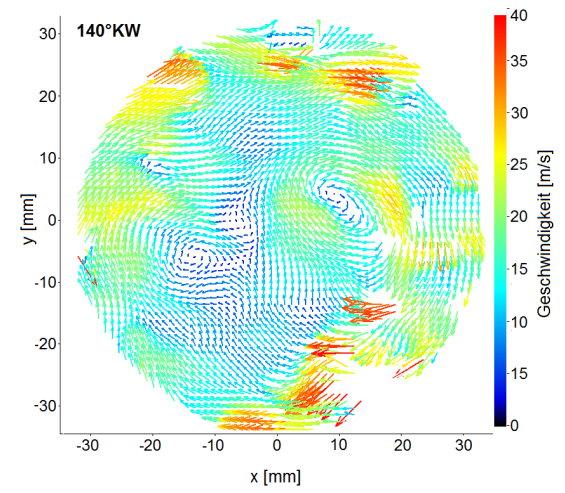
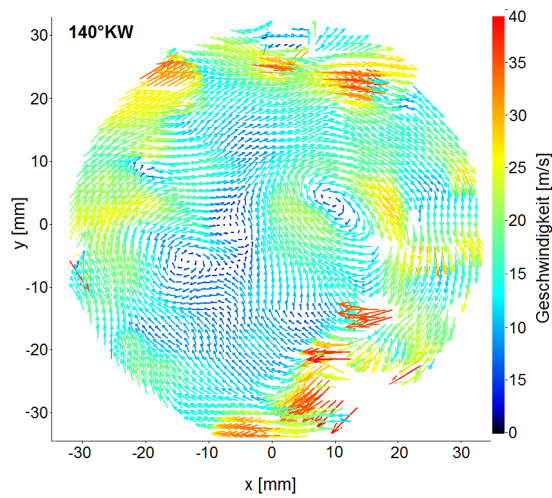
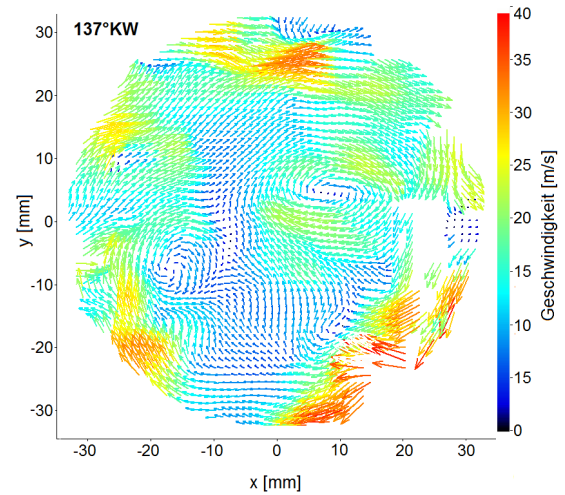
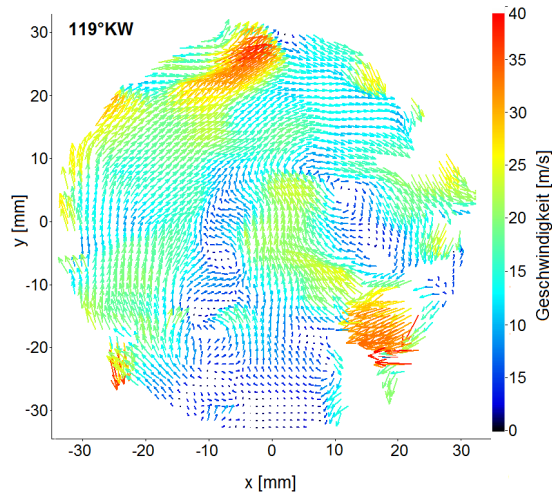


Abbildung 8-21: Instantane High-Speed-PIV Vektorfelder eines Zyklus in der Ebene $z = 40$ mm bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$; dargestellte Zeitpunkte $\theta = 119, 140, 161^\circ\text{KW}$ nGOT

Abbildung 8-22: Instantane High-Speed-PIV Vektorfelder eines Zyklus in der Ebene $z = 40$ mm bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1.2 \text{ bar}$; dargestellte Zeitpunkte $\theta = 137, 140, 143^\circ\text{KW}$ nGOT

3D-Darstellung

Kombiniert man phasengleiche, ensemble-gemittelte Vektorfelder der verschiedenen Messebenen, so lässt sich trotz der Beschränkung der Einzelmessung auf zwei Dimensionen ein quasi dreidimensionaler Eindruck der Brennraumströmung gewinnen. In Abbildung 8-23 wurden fünf der zwölf horizontalen Ebenen, in denen Messungen mittels des konventionellen PIV-Systems durchgeführt wurden, für den Zeitpunkt $\theta = 180^\circ \text{KW}$ nGOT zu einer räumlichen Darstellung zusammengefügt. Abbildung 8-23 zeigt, dass sich bei UT im unteren Bereich des Brennraums offenbar schon eine ebene Drallströmung ausgebildet hat. Im oberen Bereich ist die Drallströmung hingegen noch nicht dominant. Grund hierfür ist das zu diesem Zeitpunkt noch ca. 3 mm weit geöffnete Einlassventil. Aus ihm strömt Gas mit einer großen radialen Geschwindigkeitskomponente in den Brennraum. Diese Strömung, die auch eine signifikante Geschwindigkeit in vertikaler Richtung besitzt, stört die Entstehung einer gleichmäßigen Drallströmung in den oberen Messebenen. Dem in den Zylinder einströmenden Gas wurde zwar durch den Drallkanal eine Geschwindigkeit in tangentialer Richtung aufgeprägt, doch die vertikale Komponente dominiert hier. Die Drallströmung im unteren Bereich des Brennraums entsteht folglich dadurch, dass die bereits mit einem leichten Drall behaftete Einlassströmung sich an die Zylinderwand anlegt und sich spiralförmig nach unten bewegt, bis sie dann vom Kolben umgelenkt und in eine mehr oder weniger ebene Drallströmung überführt wird. Eine Reflektion der Einlassströmung am Kolben zurück in Richtung des Zylinderkopfes ist nur im frühen Ansaugtakt, bei hoher Strömungsgeschwindigkeit im Ventilspace und geringem Kolbenabstand, zu beobachten. Ist das Einlassventil dann komplett geschlossen, beginnt die Drallströmung, von unten ausgehend, sich auch im oberen Teil des Brennraums zu etablieren. Während der Kompressionsphase homogenisiert sich die Strömung über den Zylinder hinweg, so dass die Einspritzung des Kraftstoffs nahe OT in einen gleichmäßigen und praktisch zylinderzentrischen Drallwirbel erfolgt. Wie in Abbildung 8-23 ersichtlich, befindet sich das Drehzentrum der Drallströmung im unteren Totpunkt nicht im gesamten Brennraum immer zentrisch im Zylinder. Vielmehr liegt die Drallachse leicht schräg im Zylinder. Auffallend ist, dass sie im Bereich der Kolbenmulde abknickt, da die Muldenwände eine zentrierende Wirkung auf die Drallströmung ausüben (siehe dazu auch Abbildung 8-50).

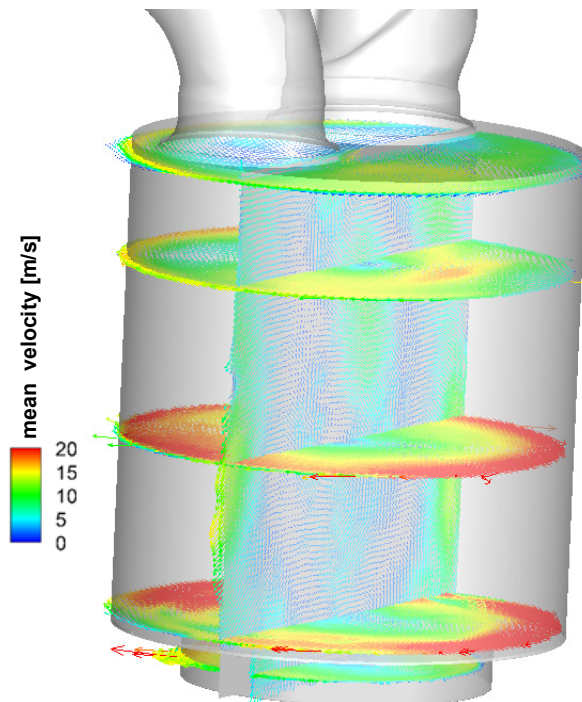


Abbildung 8-23: Räumliche Darstellung der horizontalen Messebenen (konventionelle PIV), $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1.2 \text{ bar}$, $\theta = 180^\circ \text{KW}$ nGOT

In Abbildung 8-24 wurden horizontale Messebenen mit einer vertikalen in einer dreidimensionalen Darstellung für den Zeitpunkt $\theta = 80^\circ \text{KW nGOT}$ kombiniert. Bei den horizontalen Vektorfeldern in den Ebenen $z = 10 \text{ mm}$ und $z = 40 \text{ mm}$ handelt es sich um ensemble-gemittelte High-Speed-Messungen. Die $z = 40 \text{ mm}$ Ebene befindet sich dabei zu diesem Zeitpunkt in der Kolbenmulde. Das vertikale Vektorfeld liegt in der Mittenebene des Zylinders, es zeigt das Ensemblemittel der in dieser Ebene durchgeführten konventionellen PIV-Messungen. Durch diese Darstellung wird klar, dass schon in der Mitte des Ansaugtakts, bei nahezu voll geöffnetem Einlassventil, sich die mittlere Strömung im unteren Teil des Brennraums stark von der im oberen Teil unterscheidet. Die Strömung in der $z = 10 \text{ mm}$ Ebene wird dominiert von der Ventilströmung und, wie das vertikale Vektorfeld zeigt, von der Rückströmung des am Kolben und der Zylinderwand bzw. am Zylinderkopf umgelenkten Gases. In der Kolbenmulde hingegen ist im mittleren Strömungsfeld bereits die Drallströmung zu erkennen. Die sich in der Kolbenmulde befindenden Fluidteilchen bewegen sich dabei offenbar kaum in vertikaler Richtung.

Deutlich wird durch Abbildung 8-24 auch, dass sowohl im oberen als auch im unteren Teil des Brennraums horizontale HS-PIV-Messungen mit der vertikalen Messung, die mittels konventioneller PIV erfolgte, hinsichtlich Strömungsstruktur und Geschwindigkeit sehr gut übereinstimmen. Am eindrücklichsten zeigt dies der Bereich, in dem der aus dem Ventilsplatt austretende Gasjet mit dem vom Kolben zurückströmenden Gas kollidiert. Die sich dadurch ausbildende Scherschicht ist in beiden Vektorfeldern an der gleichen Stelle zu erkennen. Die Kombination horizontaler und vertikaler Geschwindigkeitsfelder veranschaulicht außerdem deutlich die Dreidimensionalität und die globale Struktur der Einlassströmung. So tritt auf der zur Zylindermitte hin orientierten Seite des Einlassventils das Gas in einem Winkel von ca. 45° aus dem Ventilsplatt aus. Es durchquert diagonal den Brennraum, trifft auf den Kolben und wird, wie bereits beschrieben, über die Zylinderwand und den Zylinderkopf zurück Richtung Einlassventil geleitet. Auf der der Brennraumwand zugewandten Seite des Einlassventils trifft die Ventilströmung praktisch sofort auf den Zylinder. Von diesem wird sie nach unten geführt, wo sie dann von der Schulter der Kolbenmulde direkt Richtung Ventilteller zurückgeworfen wird. Der Weg, den das Gas dabei auf dieser Seite zurücklegt, ist ungefähr nur halb so lang wie der auf der anderen Seite, weshalb auch der dadurch unter dem Einlassventil entstehende Wirbel deutlich stärker und auch kompakter ausgeprägt ist als der Wirbel, der sich unter dem Auslassventil ausbildet. Wegen der geringen räumlichen Ausdehnung dieses Wirbels entwickelt sich im Bereich zwischen der schräg nach unten gerichteten Ventilströmung und dem nach oben gerichteten Teil des Rückströmungswirbels ein weiterer, in entgegengesetzter Richtung rotierender Wirbel. Durch die Kreisförmigkeit des Ventilsplatts und der Zylinderwand sind diese Wirbel entweder tonnenförmig oder besitzen eine quer im Brennraum liegende, sichelförmig gekrümmte Wirbelachse. Indiz hierfür ist die in der $z = 10 \text{ mm}$ Ebene erkennbare, ebenfalls gekrümmt verlaufende Scherschicht (108).

Abbildung 8-25 und Abbildung 8-26 vergleichen jeweils die Geschwindigkeiten der gemeinsamen Komponente der konventionellen PIV-Messungen in der vertikalen Zylindermittenebene mit den High-Speed-PIV-Messungen in den horizontalen Ebenen entlang ihrer Schnittlinie miteinander. Im Vergleich der beiden Ebenen nahe am Zylinderkopf, Abbildung 8-25, zeigt sich, dass sich die in den Ebenen gemessenen Geschwindigkeiten nicht an jeder Stelle genau decken. So unterscheiden sich die absoluten Geschwindigkeiten auf der rechten Seite des Graphs geringfügig. Auch der Geschwindigkeitsgradient im Bereich der Scherschicht, nahe der Brennraummitte, ist in beiden Ebenen unterschiedlich stark ausgeprägt. Gewisse Unterschiede treten im Bereich $x = 0 - 8 \text{ mm}$ auf. Worin diese begründet liegen, ist unklar. Die Grundcharakteristik der beiden Geschwindigkeitsprofile stimmt jedoch sehr gut überein. So ändert sich zweimal, in beiden Fällen praktisch an der gleichen Stelle, die Strömungsrichtung. Die in Abbildung 8-26 dargestellten Geschwindigkeitsverläufe in der $z = 40 \text{ mm}$ Ebene entsprechen sich jedoch sowohl bezüglich ihrer Charakteristik als auch hinsichtlich der auftretenden Absolutgeschwindigkeiten. Angesichts gewisser Ungenauigkeiten, mit denen bei der Positionierung der Lichtschnitte im Zylinder zu rechnen ist, und unter Berücksichtigung der Tatsache, dass zwei verschiedene Messsysteme zum Einsatz kamen, die es nur bedingt

erlauben, Aufnahmen zum exakt gleichen Zeitpunkt durchzuführen, ist die Übereinstimmung der Geschwindigkeitsprofile in beiden Ebenen als durchaus gut zu bewerten.

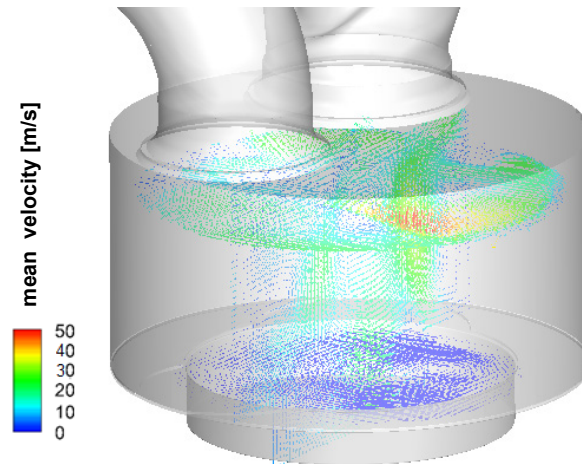


Abbildung 8-24: Kombination vertikaler und horizontaler ensemble-gemittelter Messebenen. Zeitpunkt: $\theta = 80^\circ\text{KW}$ nGOT, horizontale Ebenen (HS-PIV): $z = 10\text{ mm}$ und $z = 40\text{ mm}$, vertikale Ebene (konventionelles PIV): Mittenebene, Betriebspunkt: $n = 1500\text{ min}^{-1}$ bei $p_L = 1,2\text{ bar}$

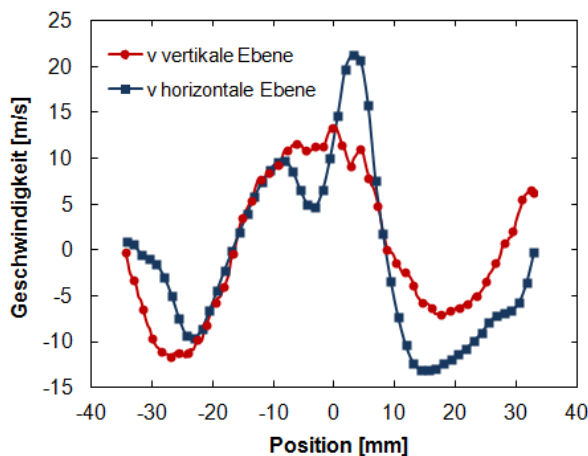


Abbildung 8-25: Vergleich der gemeinsamen Geschwindigkeitskomponente zwischen vertikaler Zylindermittenebene (konv. PIV) und der horizontalen Ebene $z = 10\text{ mm}$ (HS-PIV) zum Zeitpunkt $\theta = 80^\circ\text{KW}$ nGOT bei $n = 1500\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

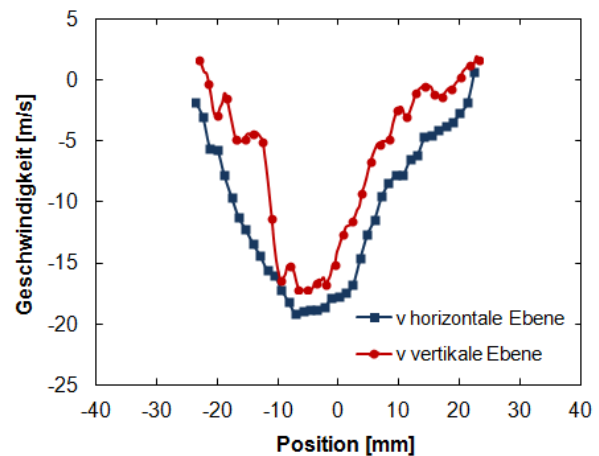


Abbildung 8-26: Vergleich der gemeinsamen Geschwindigkeitskomponente zwischen vertikaler Zylindermittenebene (konv. PIV) und der horizontalen Ebene $z = 40\text{ mm}$ (HS-PIV) zum Zeitpunkt $\theta = 80^\circ\text{KW}$ nGOT bei $n = 1500\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

Drehzahl- und Ladedruckvariation

Abbildung 8-27 bis Abbildung 8-31 zeigen ensemble-gemittelte High-Speed-Vektorfelder, aufgenommen in den horizontalen Ebenen $z = 10\text{ mm}$, $z = 40\text{ mm}$ und $z = 70\text{ mm}$ bei Drehzahlen von $n = 500, 1000, 1500$ und 2000 min^{-1} sowie einem konstanten Ladedruck von $p_L = 1,2\text{ bar}$. Für die Ebenen $z = 10\text{ mm}$ und $z = 40\text{ mm}$ ist jeweils die mittlere Strömung zum Zeitpunkt $\theta = 90^\circ\text{KW}$ nGOT (Mitte Ansaugtakt) und zum Zeitpunkt $\theta = 270^\circ\text{KW}$ nGOT (Mitte Kompressionstakt) dargestellt. Die Vektorfelder, ermittelt in der Ebene $z = 70\text{ mm}$, betreffen die Strömung zum Zeitpunkt $\theta = 180^\circ\text{KW}$ nGOT (unterer Totpunkt).

Abbildung 8-27 und Abbildung 8-28 belegen klar, dass sich die Struktur der mittleren Strömung in der Ebene $z = 10$ mm unter dem Zylinderkopf weder in der Ansaugphase noch in der Kompressionsphase mit der Motordrehzahl verändert. So findet sich bei $\theta = 90^\circ \text{KW}$ nGOT der auf die Ventilströmung zurückgehende Bereich hoher Strömungsgeschwindigkeiten bei allen Drehzahlen an derselben Stelle. Ebenfalls identisch sind die Position und die Form der oben bereits mehrfach beschriebenen Scherschicht. Selbst der sich durch die Scherströmung ausbildende Wirbel lässt sich in allen Vektorfeldern gut erkennen (Abbildung 8-27). Auch 180°KW später, in der Mitte der Kompressionstaktes, bleibt die Struktur der mittleren Strömung für alle vier Drehzahlen praktisch identisch. Alle vier Vektorfelder zeigen die für die Kompressionsphase charakteristische, voll ausgeprägte Drallströmung. Die Geschwindigkeitsfelder verweisen außerdem darauf, dass sich auch die Position des Drehzentrums mit der Drehzahl offensichtlich nicht verändert (Abbildung 8-28).

Obwohl, wie gezeigt, die Struktur der mittleren Strömung offenbar unabhängig von der Motordrehzahl bleibt, ändert sich das Geschwindigkeitsniveau der Strömung sowohl in der Ansaugphase als auch in der Kompressionsphase deutlich mit der Drehzahl. Auffallend ist, dass die Strömungsgeschwindigkeit in beiden Fällen praktisch proportional zur Motordrehzahl ansteigt. So beträgt die mittlere Geschwindigkeit, die sich durch die Mittelung der Beträge der einzelnen Vektoren in der jeweiligen Messebene ergibt, bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ für $\theta = 90^\circ \text{KW}$ $\bar{v} = 7,6 \text{ m/s}$ und zum gleichen Zeitpunkt bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ $\bar{v} = 17,0 \text{ m/s}$. In der Kompressionsphase beträgt die mittlere Geschwindigkeit bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ $\bar{v} = 8,4 \text{ m/s}$ und bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ $\bar{v} = 16,4 \text{ m/s}$. Die mittleren Geschwindigkeiten bei den jeweiligen Drehzahlen unterscheiden sich dabei in der Ebene $z = 10$ mm kaum zwischen Ansaug- und Kompressionstakt. Ein Überblick über die Abhängigkeit der gemittelten Strömungsgeschwindigkeit von Messebene und Drehzahl findet sich in Tabelle 8-1.

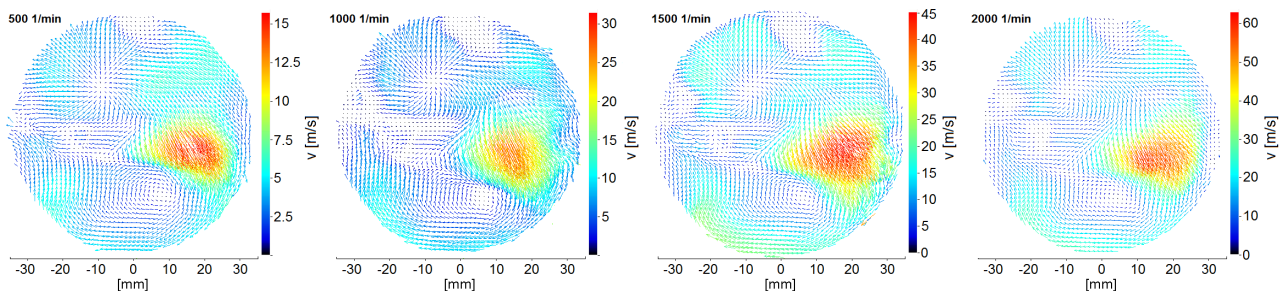


Abbildung 8-27: Ensemble-gemittelte Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 10$ mm bei $\theta = 90^\circ \text{KW}$ nGOT für $n = 500, 1000, 1500$ und 2000 min^{-1} und einen Ladedruck von $p_L = 1,2$ bar

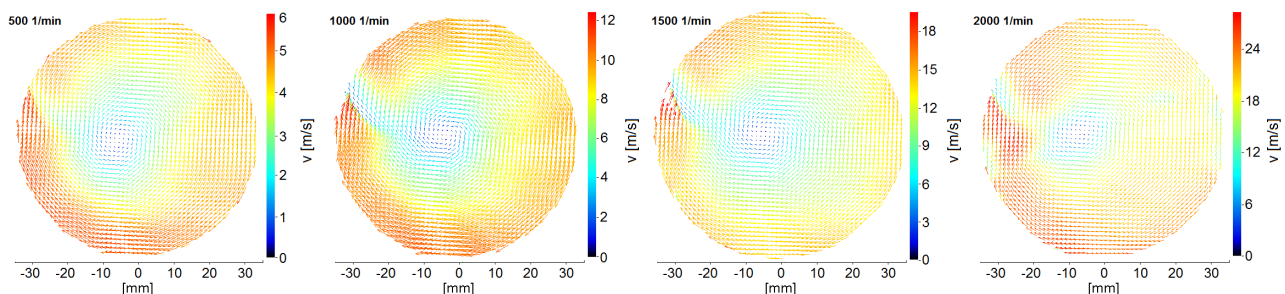


Abbildung 8-28: Ensemble-gemittelte Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 10$ mm bei $\theta = 270^\circ \text{KW}$ nGOT für $n = 500, 1000, 1500$ und 2000 min^{-1} und einen Ladedruck von $p_L = 1,2$ bar

Die mittlere Strömung in der Ebene $z = 40$ mm verhält sich über der Drehzahl ähnlich wie die in der $z = 10$ mm-Ebene. Sowohl während des Ansaugvorgangs als auch während der Kompression ändert sich die

Struktur der Brennraumströmung nur unwesentlich mit der Drehzahl des Motors. Eine Ausnahme stellt dabei in gewisser Weise das Strömungsfeld bei $\theta = 90^\circ \text{KW nGOT}$ bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ dar. Obwohl das Drehzentrum der Drallströmung auch hier drehzahlbezogen an der gleichen Stelle liegt, unterscheidet sich die Strömungsstruktur dennoch erkennbar von der der anderen Vektorfelder. Da eine Überprüfung der Rohdaten der zugehörigen Messung aber ergab, dass diese in der Ansaugphase eine schlechtere Qualität aufweisen als bei den anderen Untersuchungen, ist die leicht abweichende Strömungsstruktur vermutlich eher auf die Messung als auf die reale Strömung zurückzuführen. Worin die unbefriedigende Qualität dieser Messung in der Ansaugphase begründet liegt, ist unklar. In der Kompressionsphase unterscheidet sich die mittlere Strömung in der $z = 40 \text{ mm}$ Ebene zwischen $n = 500$ und 2000 min^{-1} hinsichtlich ihrer Struktur jedoch praktisch nicht mehr.

Der bereits in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ beobachtete, proportionale Zusammenhang zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Drehzahl findet sich auch in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ in beiden dargestellten Zeitpunkten wieder. So liegt die gemittelte Geschwindigkeit bei $\theta = 90^\circ \text{KW nGOT}$ und $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ beispielsweise bei $\bar{v} = 10,2 \text{ m/s}$ und bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ $\bar{v} = 19,6 \text{ m/s}$. In der Mitte des Kompressionstaktes beträgt die über die Ebene $z = 40 \text{ mm}$ gemittelte Geschwindigkeit bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ $\bar{v} = 6,8 \text{ m/s}$ und bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ $\bar{v} = 13,2 \text{ m/s}$. Im Gegensatz zur Ebene $z = 10 \text{ mm}$ sinkt das Geschwindigkeitsniveau hier aber vom Ansaugtakt zum Kompressionstakt hin ab. Beträgt die gemittelte Geschwindigkeit bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ in der Mitte des Ansaugtaktes noch $\bar{v} = 19,6 \text{ m/s}$, so liegt sie in der Mitte der Kompressionsphase nur noch bei $\bar{v} = 13,2 \text{ m/s}$.

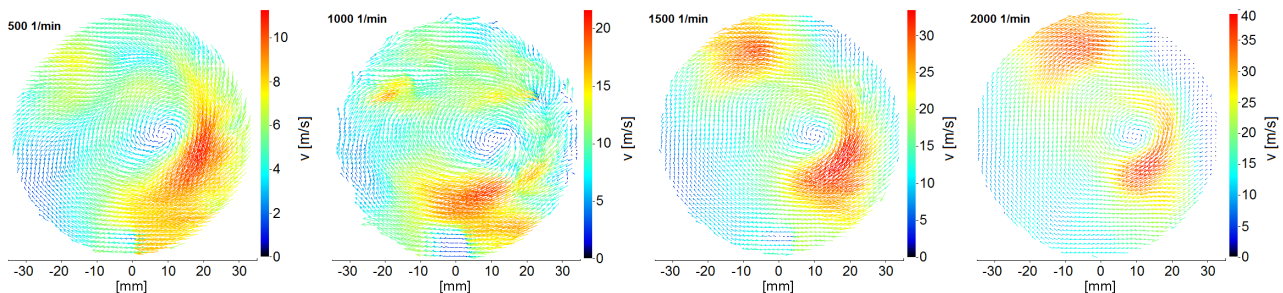


Abbildung 8-29: Ensemble-gemittelte Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ bei $\theta = 90^\circ \text{KW nGOT}$ für $n = 500, 1000, 1500$ und 2000 min^{-1} und einen Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$

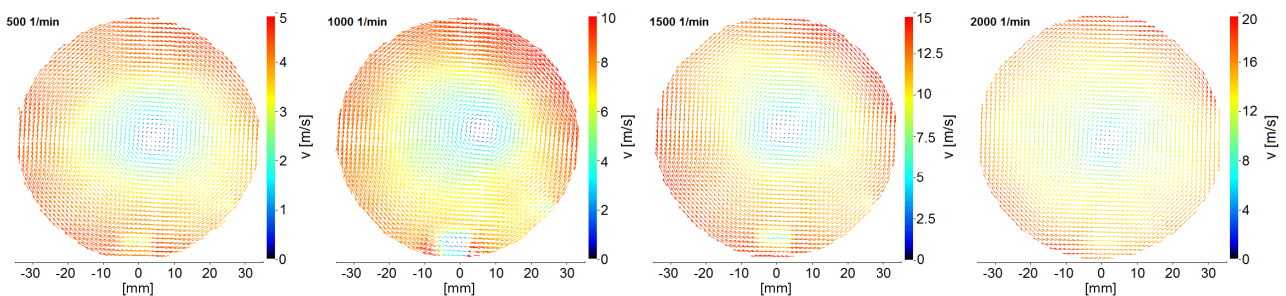


Abbildung 8-30: Ensemble-gemittelte Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ bei $\theta = 270^\circ \text{KW nGOT}$ für $n = 500, 1000, 1500$ und 2000 min^{-1} und einen Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Vollständigkeitshalber ist in Abbildung 8-31 die mittlere Strömung der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ bei $\theta = 180^\circ \text{KW nGOT}$ für die vier Drehzahlen in Form von ensemble-gemittelten Vektorfeldern dargestellt. Auch hier ergibt sich eine für alle vier Drehzahlen praktisch identische Strömungsstruktur. Die Proportionalität zwischen Drehzahl und Strömungsgeschwindigkeit ist auch in dieser Ebene und für diesen Zeitpunkt ebenfalls gegeben, siehe Tabelle 8-1.

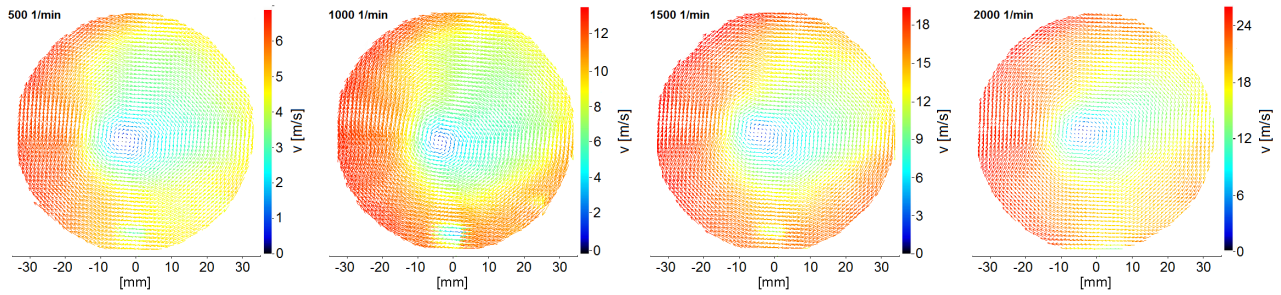


Abbildung 8-31: Ensemble-gemittelte Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 70$ mm bei $\theta = 180^\circ$ KW nGOT für $n = 500, 1000, 1500$ und 2000 min^{-1} und einen Ladedruck von $p_L = 1,2$ bar

Tabelle 8-1: Mittlere Strömungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von Drehzahl und Messebene

Ebene [mm]	Ladedruck [bar]	Zeitpunkt [°KWnGOT]	IVI [m/s] für Drehzahl			
			500 min^{-1}	1000 min^{-1}	1500 min^{-1}	2000 min^{-1}
10	1,2	90	4,2	7,6	13,6	17,0
		270	3,9	8,4	13,3	16,4
40	1,2	90	6,9	10,2	18,0	19,6
		270	3,5	6,8	11,1	13,2
70	1,2	180	4,4	9,3	15,5	18,9

In den Abbildungen 8-32 und 8-33 ist der Einfluss des Ladedrucks auf die Zylinderinnenströmung des Motors dargestellt. Während der Messungen wurde der Ladedruck dabei im Bereich von $p_L = 1,2$ bar bis $p_L = 1,0$ bar variiert. Die Ladedruckvariation wurde auf diesen relativ engen Bereich beschränkt, um einer Beschädigung der optischen Bauteile des Motors durch zu hohe Kompressionsdrücke vorzubeugen. Die Abbildungen zeigen Strömungsfelder, die sich für die drei Ladedrücke bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ in der Mitte des Ansaugtaktes und in der Mitte des Kompressionstaktes in der Ebene $z = 40$ mm einstellen. Es wird deutlich, dass der Ladedruck weder während des Ansaugens noch während der Kompression des Gases einen Einfluss auf die Struktur der Strömung besitzt. Auch die über die Messebene gemittelte Strömungsgeschwindigkeit zeigt keinen erkennbaren Einfluss des Ladedrucks, siehe Tabelle 8-2. Die in den Ebenen $z = 10$ mm und $z = 70$ mm gemessenen Strömungsfelder bestätigen diesen Befund, siehe Anhang Abbildungen 0-9 bis 0-11.

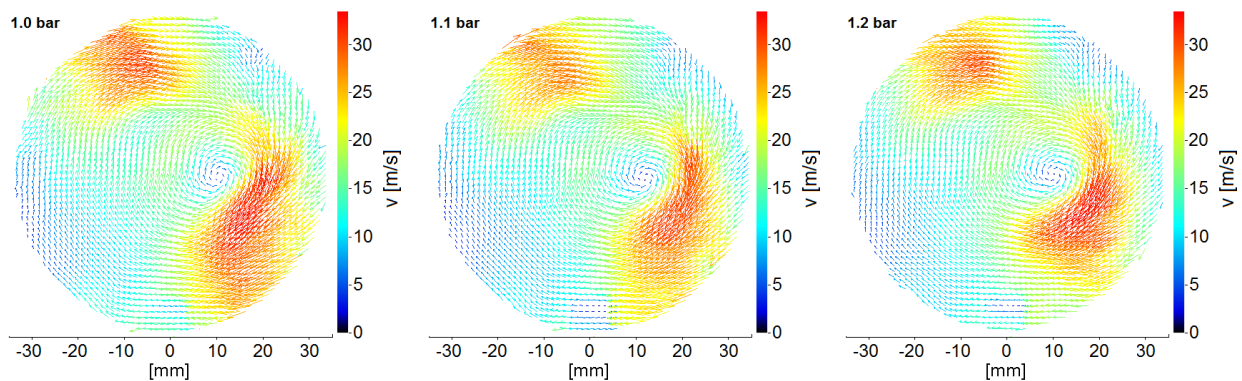


Abbildung 8-32: Ensemble-gemittelte Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 40$ mm bei $\theta = 90^\circ$ KW nGOT für $p_L = 1,0$ bar, $p_L = 1,1$ bar und $p_L = 1,2$ bar und eine Drehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$

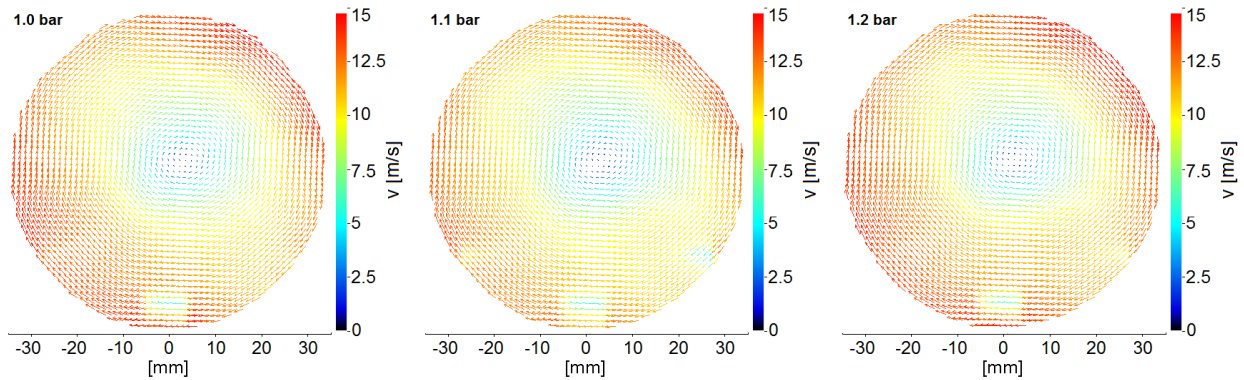


Abbildung 8-33: Ensemble-gemittelte Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 40$ mm bei $\theta = 270^\circ$ KW nGOT für $p_L = 1,0$ bar, $p_L = 1,1$ bar und $p_L = 1,2$ bar und eine Drehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$

Tabelle 8-2: Mittlere Strömungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von Ladedruck und Messebene

Ebene [mm]	Drehzahl [min^{-1}]	Zeitpunkt [$^\circ\text{KWnGOT}$]	IVI [m/s] für Ladedruck		
			1,0 bar	1,1 bar	1,2 bar
10	1500	90	12,1	12,3	13,6
		270	13,2	13,3	13,3
40	1500	90	18,3	17,1	18,0
		270	11,1	10,4	11,2
70	1500	180	14,8	14,8	15,5

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten und Abbildungen belegt wurde, dass die Motordrehzahl keinen signifikanten Einfluss auf die Struktur der mittleren Brennraumströmung hat, stellt sich die Frage, ob dies auch für die Strömungsfelder der individuellen Zyklen gilt. Nachfolgend wird versucht, diese Frage anhand eines anschaulichen Beispiels zu beantworten. So wurde bei der Auswertung der Messdaten festgestellt, dass bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ in der Ebene $z = 70$ mm bei ca. $\theta = 150^\circ$ KW nGOT immer wieder Doppelwirbel zu beobachten sind. Eine genauere Überprüfung ergab, dass sich in dieser Ebene in ca. 50% der Zyklen zu vergleichbaren Zeitpunkten Doppelwirbel ausbilden. Eine daraufhin durchgeführte Kontrolle der Vektorfelder, die bei $n = 500$, 1000 und 2000 min^{-1} in derselben Ebene aufgenommen wurden, zeigt, dass auch bei diesen Drehzahlen zum gleichen Zeitpunkt Doppelwirbel mit einer ähnlich hohen Wahrscheinlichkeit auftreten. Beispiele dieser bei verschiedenen Drehzahlen auftretenden Doppelwirbel sind in Abbildung 8-34 zu sehen. Am Bereich der Farbskalen ist zu erkennen, dass auch im Falle der instantanen Vektorfelder die auftretenden Geschwindigkeiten nahezu linear mit der Motordrehzahl skalieren. Auch wenn bereits die Erkenntnis, dass die mittlere Strömung in ihrer Struktur unbeeinflusst von einer Drehzahländerung bleibt, nahelegt, dass folglich auch der Einfluss auf die instantane Strömung nicht beliebig groß sein kann, zeigt Abbildung 8-34 doch eindrücklich, dass sich auch der Charakter der instantanen Brennraumströmung mit der Drehzahl nicht grundlegend verändert.

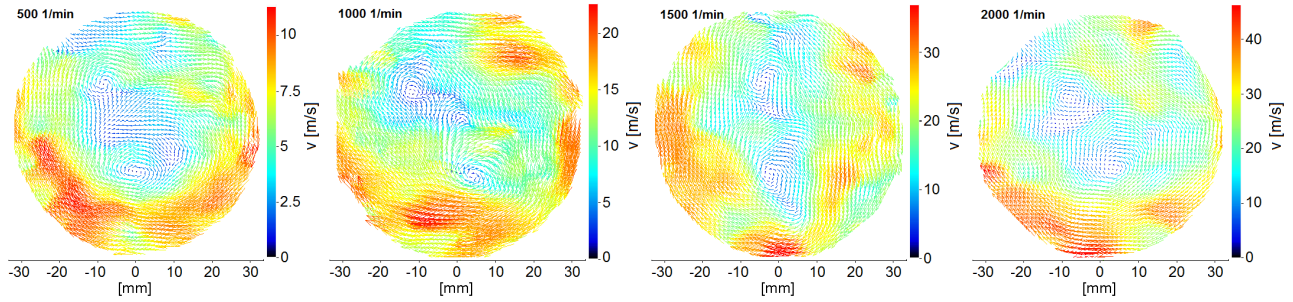


Abbildung 8-34: Instantane Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 70$ mm bei ca. $\theta = 150^\circ$ KW nGOT für $n = 500$, 1000, 1500 und 2000 min^{-1} und einen Ladedruck von $p_L = 1,2$ bar

8.2 Drallzentrum

Wie bereits in Abschnitt 8.1 anhand von Vektorfeldern erläutert, stellt die Position des Drehzentrums der Drallströmung im Zylinder und dessen Bewegung während des Ansaug- und Kompressionsvorgangs eine sehr interessante Größe hinsichtlich der Analyse der Brennraumströmung und deren Schwankungen von Zyklus zu Zyklus dar. Da eine statistische Betrachtung der Variabilität des Drehzentrums die Bestimmung der Position des Drallzentrums für eine Vielzahl von Vektorfeldern erforderlich macht, muss die Identifikation des Zentrums automatisiert erfolgen. In der Literatur sind verschiedenste Methoden beschrieben, die dies grundsätzlich erlauben, einen Überblick bietet Kolar (173). Im Folgenden sei eine kurze Zusammenfassung über Verfahren gegeben, die auch bereits im Kontext motorischer Strömung angewandt wurden.

Vortizitäts-Kriterium

Die Vortizität $\vec{\omega}$ ist definiert durch (164)

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u}, \quad (8-2)$$

wobei ∇ den Nabla-Operator darstellt und \vec{u} die totale Geschwindigkeit ($\vec{u} = \vec{u}_1, \vec{u}_2, \vec{u}_3$) bezeichnet. Die Untersuchung der Vortizität, die als Größe die Stärke von Wirbeln bzw. eine mittlere Winkelgeschwindigkeit von Fluidteilchen beschreibt, erscheint auf den ersten Blick als naheliegendes Verfahren zur Ermittlung der Position eines Wirbelzentrums.

Druault et al. (142) setzen es zur Detektion des Drehzentrums der Tumbleströmung eines Ottomotors ein. Der Wirbelkern wird dabei anhand von drei Kriterien identifiziert:

1. Die dem Drehzentrum benachbarten instantanen Winkelgeschwindigkeiten müssen in die gleiche Richtung orientiert sein.
2. Die benachbarten Winkelgeschwindigkeiten müssen einen höheren Absolutwert besitzen als die Geschwindigkeit im Zentrum.
3. Der Absolutwert der Geschwindigkeit im Wirbelzentrum muss sehr niedrig sein.

Ähnliche Kriterien werden von Müller et al. (149) und Müller (90) zur Untersuchung der mittels HS-PIV in einem Ottomotor gemessenen Brennraumströmung verwendet. Die Detektionszuverlässigkeit und ihre Genauigkeit werden generell als gut beschrieben.

Ein grundsätzliches Problem bei der Drehzentrendetektion über die Vortizität ist aber, dass sie prinzipiell nicht zwischen reiner Scherströmung und einer tatsächlichen Wirbelströmung unterscheiden kann (174). So können beispielsweise starke Scherströmungen, wie sie zum Beispiel in Wandnähe auftreten, turbulente Wirbel in Vortizitätsfeldern überschatten (164).

Swirling-Strength-Kriterium

Zur Bestimmung des Drehzentrums werden neben der Vortizität häufig Verfahren verwendet, die lokal Geschwindigkeitsgradiententensoren und die zugehörigen Eigenwerte punktweise untersuchen. Das von Zhou et al. (175) vorgeschlagene und von Chakraborty et al. (176) weiterentwickelte Swirling-Strength-Kriterium ist das wohl am weitesten verbreitete. Das Strömungsfeld wird dabei nach Bereichen untersucht, in denen der Geschwindigkeitsgradiententensor ∇u ein komplexes Paar an Eigenwerten besitzt. Dieses Eigenwertpaar ist ein Zeichen für lokal spiralförmig verlaufende Stromlinien. Die Swirling-Strength λ_{ci} ist definiert durch den Imaginärteil des komplexen Eigenwerts des Geschwindigkeitsgradiententensors. Zhou et al. (175) zeigten, dass die Stärke eines jeden lokal auftretenden Wirbels sich durch die Swirling-Strength λ_{ci} quantifizieren lässt. Der Geschwindigkeitsgradiententensor besitzt für den zweidimensionalen Fall (PIV) entweder zwei reale Eigenwerte oder ein Paar konjugiert komplexer Eigenwerte. Wirbel können dann durch das Auftragen von Iso-Bereichen für $\lambda_{ci} > 0$ identifiziert werden (164). Vorteil des Swirling-Strength-Kriteriums ist einerseits, dass es lokale Scherströmungen nicht fehlinterpretiert und dass es andererseits wesentlich weniger rauschempfindlich ist als die Vortizität. Auf die Zylinderinnenströmung eines Ottomotors findet dieses Kriterium bei Gleißner (24) Anwendung. Die Genauigkeit, mit der Drehzentren detektiert werden, wird als zufriedenstellend beschrieben.

λ_2 -Kriterium

Ein mit dem Swirling-Strength-Kriterium verwandtes Kriterium ist das von Jeong und Hussain (174) vorgeschlagene sogenannte λ_2 -Kriterium. Es basiert auf einer dynamischen Betrachtung und sucht nach einem Druckminimum im Bereich, über den sich der Wirbel erstreckt. Zerlegt man den Gradienten der Navier-Stokes-Gleichungen in einen symmetrischen und einen nichtsymmetrischen Teil, erhält man zum einen die Transportgleichung der Vortizität und zum anderen die Transportgleichung der Formänderungsgeschwindigkeit (Strain-Rate). Letztere beinhaltet den Drucktensor. Wird der Eigenwert λ_2 des Tensors $S^2 + \Omega^2$, bei dem S den Formänderungstensor und Ω den Vortizitätstensor darstellen, kleiner null, so zeigt dieser das Zentrum eines Wirbels an. Da das Vorhandensein lokaler Druckminima aber weder hinreichende noch notwendige Bedingung für die Existenz eines Wirbels ist, wird das λ_2 -Kriterium von Kolar (173) als relativ ungenau bewertet. Von Dannemann et al. (109) wird dieses Kriterium eingesetzt, um in Strömungsfeldern, die in einem Ottomotor gemessen wurden, Wirbelzentren zu identifizieren.

Γ_1 -Kriterium

Das von Graftieaux und Michard (147) entwickelte Kriterium identifiziert Wirbelzentren über die aus dem Strömungsfeld abgeleitete Skalarfunktion Γ_1 , die ausschließlich die Topologie des Strömungsfelds charakterisiert und nicht die Geschwindigkeitsbeträge. Die Skalarfunktion Γ_1 ist dabei wie folgt definiert:

$$\Gamma_1 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\vec{r} \times \vec{u}}{\|\vec{r}\| \|\vec{u}\|}. \quad (8-3)$$

N bezeichnet dabei die Anzahl der zur Berechnung von Γ_1 verwendeten Gitterpunkte, r den Radiusvektor und u den Geschwindigkeitsvektor im Punkt i , siehe Abbildung 8-35.

Γ_1 ist ein dimensionsloser Skalar, dessen Betrag maximal 1 werden kann. Γ_1 quantifiziert die Stromlinientopologie der Strömung im betrachteten Bereich. Die Detektion von Drehzentren erfolgt über die Ermittlung lokaler Maxima von $|\Gamma_1|$. Abhängig von der Anzahl der in die Berechnung einbezogener Vektoren N , nimmt $|\Gamma_1|$ im Zentrum des Wirbels typischerweise Werte zwischen 0,9 und 1 an.

Das Γ_1 -Kriterium findet sowohl bei Stansfield et al. (105) und Dannemann et al. (109) als auch bei Brücker et al. (108) Anwendung auf in Ottomotoren gemessene Strömungsfelder. Stansfield et al. (105) erweitern die

Methode noch, indem sie eine Gaußfunktion an das Skalarfeld anfiten, was dann eine Ermittlung des Drehzentrums mit Subpixelgenauigkeit erlaubt.

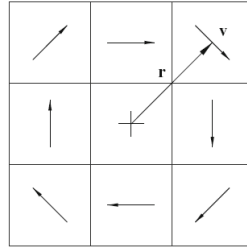


Abbildung 8-35: Definition des Wirbelzentrumidentifikationskriteriums (109)

Rotations-Kriterium

Das von Jackson et al. (177) vorgestellte Rotations-Kriterium ähnelt, was den Grundgedanken angeht, dem Vortizitäts-Kriterium. Der von Jackson eingeführte Operator $J(\vec{u})$ ist dabei definiert als Rotation des Quotienten aus der Geschwindigkeit $\vec{u}(x, y)$ und ihrem Betrag:

$$J(\vec{u}) = \nabla \times \frac{\vec{u}}{\|\vec{u}\|}. \quad (8-4)$$

Der Jackson-Operator liefert bei Anwendung auf ein Strömungsfeld einen algebraischen Wert, der im Zentrum eines Wirbels, abhängig von dessen Drehrichtung, nach $-\infty$ beziehungsweise $+\infty$ strebt. Weit entfernt vom Drehzentrum nähert sich der Operator null an. Dabei wird jeweils immer nur das stärkste Drehzentrum identifiziert. Weitere, schwächere Drehzentren bleiben unberücksichtigt. Das Einbeziehen des Geschwindigkeitsbetrags $\|\vec{u}\|$ in die Drehzentrenbestimmung führt zu einer im Vergleich zum Vortizitäts-Kriterium robusteren Detektion des Rotationszentrums. Ein im Zuge dieser Arbeit durchgeführter Vergleich belegte zudem, dass das Rotationskriterium eine genauere Bestimmung des Wirbelszentrums als das Swirling-Strength-Kriterium erlaubt.

Das Rotations-Kriterium wird bei Jackson et al. (177), bei Dugué et al. (178) und bei Neubert et al. (179) zur Analyse der Zylinderinnenströmung von Otto- und Dieselmotoren eingesetzt. Aufgrund der sehr guten Detektionsgenauigkeit und seiner einfachen Anwendbarkeit wurde dieses Kriterium zur automatischen Ermittlung der Drehzentren der im Zuge dieser Arbeit analysierten Strömungsfelder eingesetzt.

Abbildung 8-36 und Abbildung 8-37 führen Beispiele für Drehzentrenermittlung mittels des Rotationskriteriums auf. Abbildung 8-36 zeigt ein sehr gleichmäßiges, ensemble-gemitteltes Vektorfeld mit einem gut erkennbaren Drehzentrum. Die anhand des Rotationskriteriums ermittelte Position des Drehzentrums (roter Kreis) entspricht exakt dem Punkt, der auch bei manueller Auswertung als Drehzentrum festgelegt worden wäre. Abbildung 8-37 verweist auf ein instantanes Vektorfeld, dessen Struktur sich deutlich ungleichmäßiger darstellt als die des ensemble-gemittelten Strömungsfelds. Das Vektorfeld weist zwei unterschiedlich stark ausgeprägte Wirbel auf. In diesem Fall identifiziert das Rotationskriterium das Zentrum des stärkeren der beiden Wirbel. Das so ermittelte Drehzentrum entspricht wiederum exakt dem, das auch eine manuelle Auswertung ergeben hätte. Insgesamt sind die Detektionszuverlässigkeit und die Detektionsgenauigkeit bei der Anwendung des Rotationskriteriums auf die hier analysierten Strömungsfelder als sehr gut zu bewerten. Im Folgenden werden nun die Ergebnisse der durchgeführten Drehzentrenanalyse im Detail dargestellt.

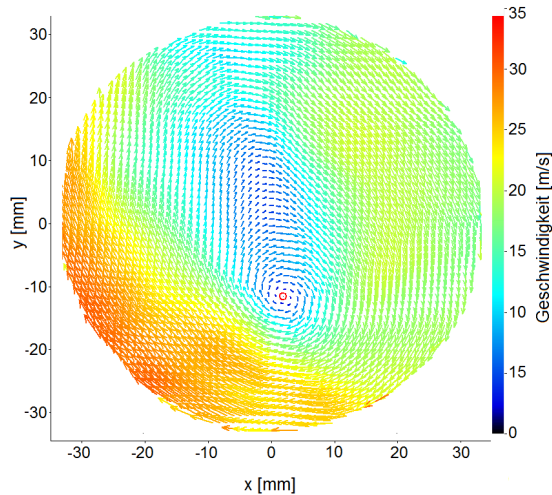


Abbildung 8-36: Detektiertes Drehzentrum im ensemble-gemittelten Vektorfeld; HS-PIV Messung in der Ebene $z = 70$ mm bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2$ bar und $\theta = 144^\circ \text{KW nGOT}$

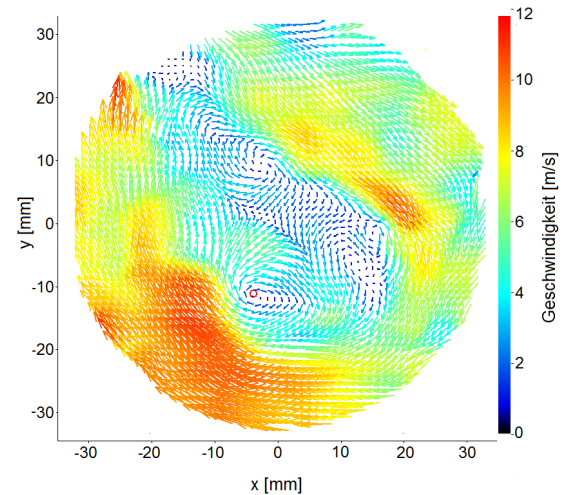


Abbildung 8-37: Detektiertes Drehzentrum im instantanen Vektorfeld; HS-PIV-Messung in der Ebene $z = 70$ mm bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2$ bar und $\theta = 137^\circ \text{KW nGOT}$

8.2.1 Drallzentrenbewegung

Die zeitaufgelösten HS-PIV-Messdaten erlauben es, in Verbindung mit der automatisierten Drallzentrenbestimmung die Bewegung des Drehzentrums in den jeweiligen Messebenen über Ansaug- und Kompressionstakt hinweg zu verfolgen. Abbildung 8-38 zeigt die Bewegung des Drallzentrums in der Ebene $z = 40$ mm bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2$ bar von $\theta = 72^\circ \text{KW nGOT}$ bis $\theta = 288^\circ \text{KW nGOT}$. Die Ebene $z = 40$ mm ist bezüglich der Betrachtung der Zentrumsbewegung von höherer Relevanz als die Ebene $z = 10$ mm, da hier zum einen über den gesamten Kurbelwinkelbereich, in dem sie zugänglich ist, Drallzentren eindeutig ermittelt werden können und sich die Drallzentren zum anderen, anders als in der 10 mm-Ebene, auch deutlich bewegen.

Wie in Abbildung 8-38 und Abbildung 8-39 zu sehen ist, befindet sich das Drehzentrum der Strömung bei $\theta = 78^\circ \text{KW nGOT}$, kurz nachdem die Messebene vom sich nach unten bewegendem Kolben freigegeben wurde, deutlich exzentrisch, Punkt a. Mit weiter nach unten fahrendem Kolben bewegt sich das Drallzentrum parallel zur Ventilebene, ca. 20 mm über die Mittenebene hinweg, in Richtung Auslassseite, Punkt b. Kurz nach dem Überschreiten der Zylindermittenebene kehrt sich dann, bei ungefähr $\theta = 93^\circ \text{KW nGOT}$, die Bewegung des Drallzentrums wieder in Richtung Einlassventil bzw. Zylinderwand um. In einer bogenförmigen Bewegung entfernt sich das Drehzentrum dabei immer weiter vom Zylindermittelpunkt. Bei $\theta = 132^\circ \text{KW nGOT}$ weist es dann einen Abstand von ca. 14 mm von der Brennraummitte auf, Punkt c. Danach ändert sich die Bewegungsrichtung erneut und das Drehzentrum strebt bis zum Ende des Ansaugtaktes in einer Schleife in Richtung der Zylindermitte. Erstaunlich ist, dass während der Kolben mit geringer Geschwindigkeit den unteren Totpunkt durchläuft, das Drallzentrum in der Ebene $z = 40$ mm auf seinem Weg zur Zylindermitte eine klar erkennbare Schleife vollzieht. Im Verlauf der frühen Kompressionsphase, nach Durchlaufen der Schleife, beschleunigt sich dann die Bewegung des Wirbelkerns wieder Richtung Zylindermitte. Bei $\theta = 255^\circ \text{KW nGOT}$ hat er sich dann bis auf ca. 1,5 mm dem Mittelpunkt des Brennraums angenähert, Punkt d. Hier verharret das Drehzentrum für ca. 20°KW , bevor es sich dann mit der Annäherung des Kolbens bzw. der Kolbenmulde wieder einige Millimeter in Richtung Brennraumwand bewegt.

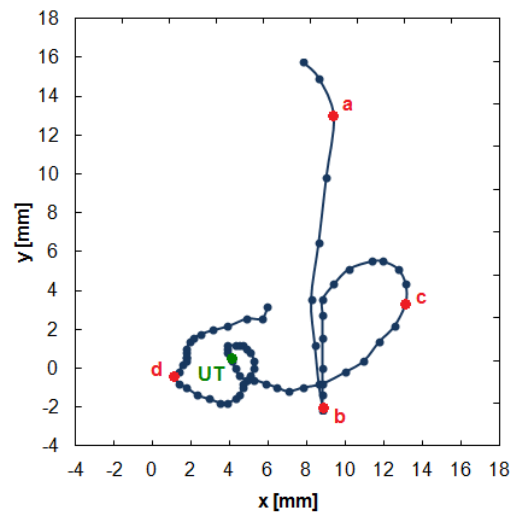


Abbildung 8-38: Bewegung des Drallzentrums im Ensemblemittel (HS-PIV) in der Ebene $z = 40\text{mm}$ bei $n = 1500\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

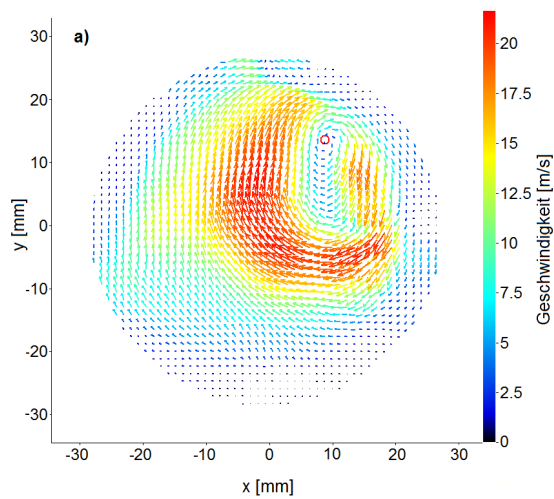


Abbildung 8-39: a) Drehzentrum in der Ebene $z = 40\text{ mm}$, zum Zeitpunkt $\theta = 78^\circ\text{KW nGOT}$ bei $n = 1500\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

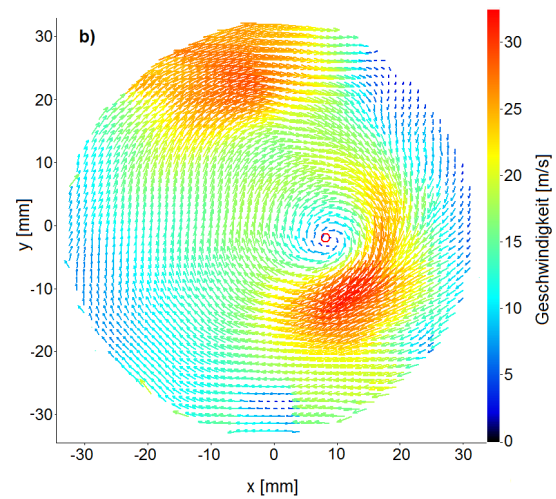


Abbildung 8-40: b) Drehzentrum in der Ebene $z = 40\text{ mm}$, zum Zeitpunkt $\theta = 93^\circ\text{KW nGOT}$ bei $n = 1500\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

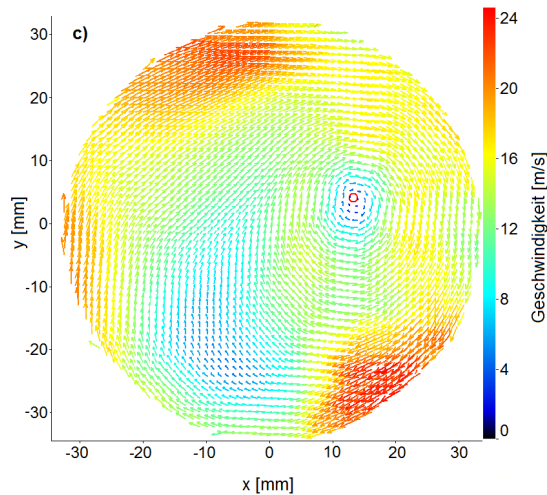


Abbildung 8-41: c) Drehzentrum in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$, zum Zeitpunkt $\theta = 132^\circ \text{KW nGOT}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

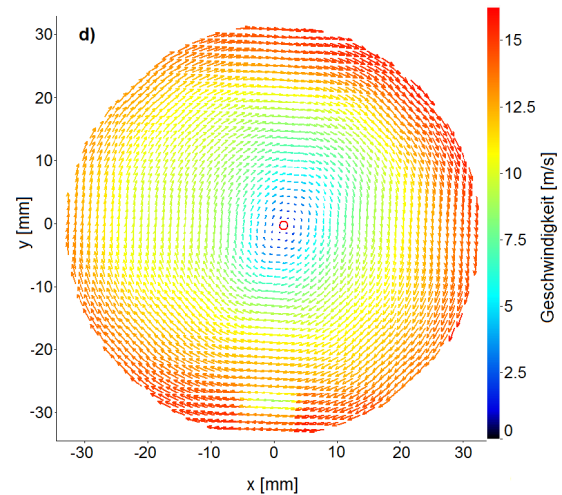


Abbildung 8-42: d) Drehzentrum in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$, zum Zeitpunkt $\theta = 255^\circ \text{KW nGOT}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Abbildung 8-43 stellt die Bewegung des Drallzentrums bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ für die Ladedrücke $p_L = 1,0 \text{ bar}$, $1,1 \text{ bar}$ und $1,2 \text{ bar}$ dar. Es ist auffallend, dass für alle drei Ladedrücke die Charakteristik der Drallzentrenbewegung praktisch identisch ist. In allen drei Fällen liegen zu Beginn des Ansaugtaktes die Drehzentren deutlich exzentrisch, dem Einlassventil gegenüber. Sie bewegen sich dann parallel zur Ventilebene auf die Auslassseite. Nach Überqueren der Zylindermittenebene ändern alle drei praktisch im selben Punkt ihre Richtung und ziehen zuerst in einer Schleife Richtung Brennraumwand, dann in Richtung Zylindermitte. Besonders hervorzuheben ist, dass bei allen drei Ladedrücken das Drallzentrum auf seinem Weg zur Zylindermitte eine Schleife vollzieht, während der Kolben sich in der Nähe des unteren Totpunktes befindet. Außerdem nähern sich die Drallzentren bis auf den gleichen Abstand zur Mitte des Zylinders an, bevor sie sich dann entlang eines identischen Pfades wieder von ihr entfernen. Bei $\theta = 288^\circ \text{KW nGOT}$, kurz bevor der Kolben wieder in die Messebene hinein taucht, befinden sich die Drallzentren, unabhängig vom Ladedruck, an praktisch derselben Stelle in der Kolbenmulde.

Abbildung 8-43 verdeutlicht somit zwei verschiedene Punkte:

1. Der Ladedruck besitzt offensichtlich im variierten Bereich keinen wesentlichen Einfluss auf die Bewegung des Drallzentrums. Dabei ist anzumerken, dass aufgrund der Begrenzung des Zylinder-spitzendrucks die Variationsbreite des Ladedrucks mit 200 mbar relativ gering ist.
2. Der Vergleich der Trajektorien und die Präsenz sehr spezifischer Charakteristika, wie z.B. die Schleife bei UT bei allen drei Ladedrücken, zeigt, dass die Reproduzierbarkeit der Messungen, die Leistungsfähigkeit der Drehzentrendetektion sowie deren Genauigkeit sehr hoch sind.

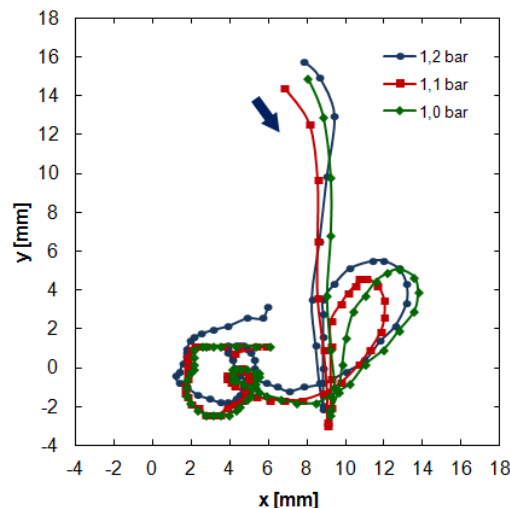


Abbildung 8-43: Vergleich der Bewegung des Drallzentrums im Ensemblemittel in der Ebene $z = 40$ mm bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ für $p_L = 1,2 \text{ bar}$, $p_L = 1,1 \text{ bar}$ und $p_L = 1,0 \text{ bar}$

In Abbildung 8-44 bis Abbildung 8-47 sind die Trajektorien der Drallzentren in der Ebene $z = 40$ mm für die Drehzahlen $n = 500$, 1000 , 1500 und 2000 min^{-1} dargestellt. Der Ladedruck beträgt jeweils $p_L = 1,2 \text{ bar}$. Auffallend ist, dass die Grundcharakteristik der Verläufe über alle Drehzahlen hinweg sehr ähnlich ist. In allen Fällen liegt das Drallzentrum zu Beginn der Messung im oberen Teil des Vektorfelds, dem Einlassventil gegenüber. Es bewegt sich dann bei allen vier Drehzahlen parallel zur Ventilebene in Richtung Auslassseite bis kurz hinter die Zylindermittenebene, bevor es schließlich seine Richtung ändert und sich in einer Schleife erst auf die Brennraumwand zu bewegt und Richtung Zylindermittelpunkt umschwenkt. Allen Drehzahlen ist ebenfalls gemein, dass sich das Drehzentrum wieder nach außen bewegt, nachdem es sich bis auf 1-2 mm an die Zylindermitte angenähert hat. Wie weit diese Bewegung Richtung Brennraum- bzw. Kolbenmuldenwand erfolgt, variiert allerdings von Drehzahl zu Drehzahl. Bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$ und $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ entfernt sich das Drehzentrum ca. 10 mm vom Brennraumzentrum, wohingegen bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ der Abstand nur 6-7 mm beträgt. Gravierendster Unterschied zwischen den Drehzahlen stellt allerdings die bereits oben beschriebene Schleife dar, die das Drehzentrum um den unteren Totpunkt herum beschreibt. Sie ist sowohl bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ als auch bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ klar zu erkennen. Bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$ strebt das Drallzentrum hingegen direkt Richtung Brennraumzentrum, ohne im unteren Totpunkt eine Schleife zu durchlaufen. Besonders auffällig ist in diesem Zusammenhang der Verlauf des Drehzentrums bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$. Hier lässt sich zwar ebenfalls keine Schleife erkennen, dennoch verharnt aber das Drallzentrum an genau derselben Stelle, an der der Wirbelkern bei höheren Drehzahlen die beschriebene Schleife vollzieht. Außerdem findet eine leichte Bewegung des Drallzentrums in Richtung Einlassseite statt. Es liegt deshalb nahe, dass das bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ beobachtete Verhalten des Drehzentrums um UT herum, einen Übergang zwischen den Trajektorien ohne Schleife bei niedrigen Drehzahlen und den Trajektorien mit Schleife bei hohen Drehzahlen darstellt. Zusammenfassend kann festgehalten werden: Eine Veränderung der Drehzahl zwischen $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ führt zu keiner grundlegenden Veränderung der Bewegung des Drallzentrums zwischen Ansaug- und Kompressionstakt. Allerdings kann die genaue Position des Drehzentrums je nach Drehzahl leicht variieren. Eine schleifenförmige Bewegung des Drallzentrums um UT herum beginnt sich erst erst zwischen $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ und $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ als Teil der Trajektorie deutlich zu etablieren.

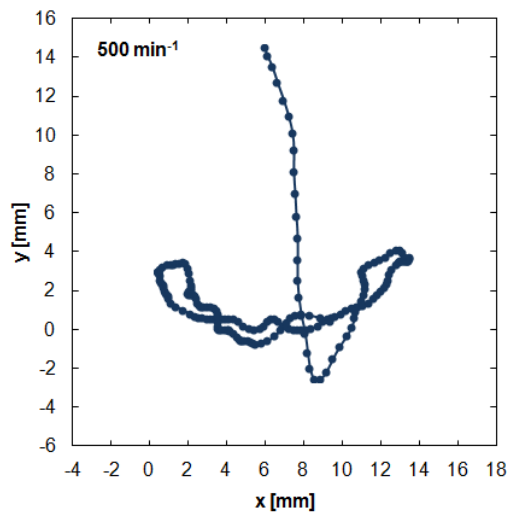


Abbildung 8-44: Bewegung des Drallzentrums im Ensemblemittel in der Ebene $z = 40\text{mm}$ bei $n = 500\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

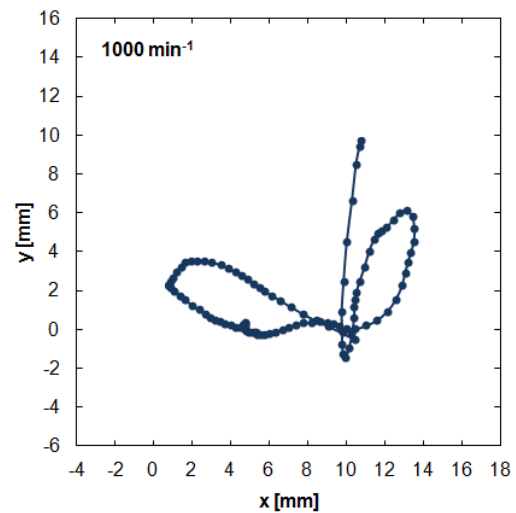


Abbildung 8-45: Bewegung des Drallzentrums im Ensemblemittel in der Ebene $z = 40\text{mm}$ bei $n = 1000\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

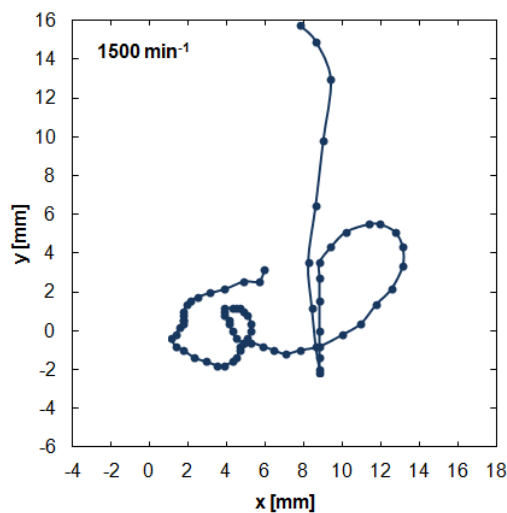


Abbildung 8-46: Bewegung des Drallzentrums im Ensemblemittel in der Ebene $z = 40\text{mm}$ bei $n = 500\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

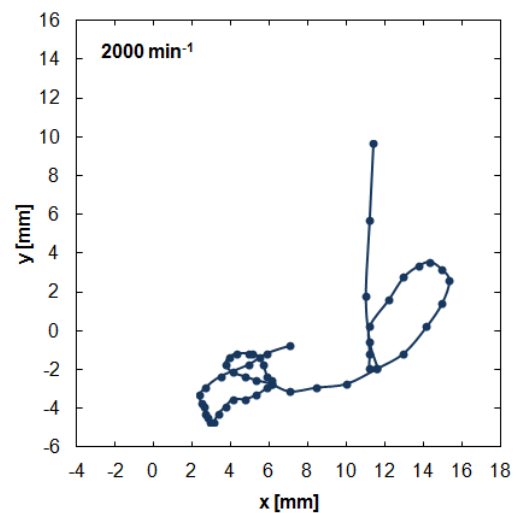


Abbildung 8-47: Bewegung des Drallzentrums im Ensemblemittel in der Ebene $z = 40\text{mm}$ bei $n = 2000\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

Betrachtet man die Bewegung des Drallzentrums bei verschiedenen Drehzahlen in der Ebene $z = 70\text{ mm}$ über den Bereich hinweg, in dem dieser vom Kolben freigegeben ist ($\theta = 112 - 248^\circ\text{KW nGOT}$), werden die Erkenntnisse, die bereits in der Ebene $z = 40\text{ mm}$ gewonnen wurden, bestätigt. Abbildung 8-48 belegt, dass auch in der Messebene $z = 70\text{mm}$, nur ca. 10 mm über dem unteren Totpunkt des Kolbens, der Pfad, dem das Drehzentrum in der späten Ansaug- und frühen Kompressionsphase folgt, in seiner Form kaum von der Motordrehzahl beeinflusst wird. Zu Beginn der Messung liegen die Drehzentren für alle Drehzahlen im selben Quadranten, nur wenige Millimeter auseinander. In allen vier Fällen beschreibt das Drallzentrum anfangs einen engen Bogen. Anschließend geht die Bewegung dann in einen weiteren Bogen über, der knapp am Zylinderzentrum vorbeiläuft. Nachdem die Drehzentren dann über alle vier Quadranten hinweg die Brennraummitte in einer C-förmigen Bewegung umkreist haben, befinden sie sich am Ende der Messung wieder im selben Quadranten wie zu Beginn. Dabei entfernt sich das Drallzentrum bei $n = 500\text{ min}^{-1}$ mit ca.

11 mm etwas weiter von der Zylindermitte als bei den anderen Drehzahlen. Das Grundverhalten bleibt aber für alle Drehzahlen nahezu gleich.

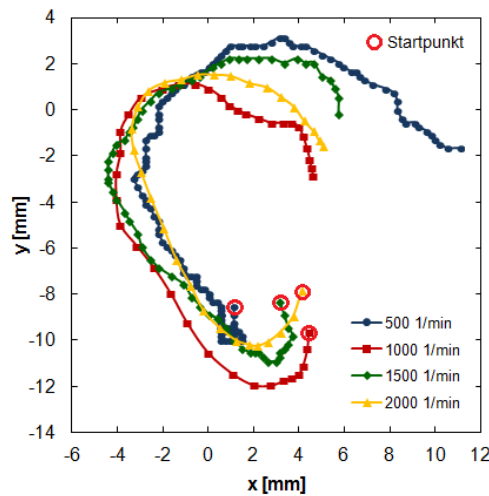


Abbildung 8-48: Bewegung des Drallzentrums im Ensemblemittel in der Ebene $z = 70$ mm für Drehzahlen $n = 500$ bis 2000 min^{-1} von $\theta = 112^\circ \text{KW nGOT}$ bis $\theta = 248^\circ \text{KW}$, Ladedruck $p_L = 1,2 \text{ bar}$

In Abbildung 8-49 ist die mittlere Bewegung des Drallzentrums bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$ für die Ebenen $z = 10, 40$ und 70 mm übereinander dargestellt. Für die unteren beiden Ebenen sind Drehzentrumspositionen für den Kurbelwinkelbereich aufgetragen, in dem die Ebene $z = 70 \text{ mm}$ einsehbar ist ($\theta = 112 - 248^\circ \text{KW nGOT}$). Der Startpunkt der beiden Kurven sowie die folgenden Punkte beziehen sich somit immer auf den jeweils selben Kurbelwinkel. Der untere Totpunkt ist dabei mit einem gelben Symbol gekennzeichnet. Dies gilt auch für die Trajektorie des Drehzentrums in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$, allerdings wurde hier nur der Verlauf ab dem unteren Totpunkt abgebildet, da in dieser Ebene zu früheren Zeitpunkten aufgrund der dominanten Einlassströmung ein Drallzentrum nicht eindeutig zu ermitteln ist. Betrachtet man die Positionen des Drallzentrums in den verschiedenen Ebenen zum gleichen Zeitpunkt, fällt auf, dass diese nicht übereinander liegen. So beträgt zu Beginn der Abstand (projiziert) der Drehzentren zwischen den Ebenen $z = 40 \text{ mm}$ und $z = 70 \text{ mm}$ ca. 11 mm . Dies bedeutet, dass die Drallachse also gekippt im Brennraum liegt. Verfolgt man den weiteren Verlauf der Drehzentren in diesen Ebenen, stellt man fest, dass sie sowohl in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ als auch in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ bis zum Erreichen des unteren Totpunkts einen ähnlichen Bogen beschreiben. Die im unteren Teil des Brennraums gekippte Drallachse rotiert also. Diese Phänomen ist nicht unbekannt und wurde bei Enotadis et al. (27), Arcoumanis et al. (180) und Farrell (143) beschrieben. Mit Beginn des Verdichtungstaktes verhalten sich die Drallzentren in den beiden Ebenen jedoch unterschiedlich. In der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ vollzieht das Drallzentrum die bereits oben beschriebene Schleife und bewegt sich dann Richtung Zylindermitte, wohingegen das Drallzentrum in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ seinen Weg entlang des Bogens am Zylinderzentrum vorbei ohne Schleife fortsetzt. Auffallend ist, dass sich die Drehzentren während des Kompressionstaktes horizontal bis auf wenige Millimeter aneinander annähern und sich dadurch die Drallachse aufzurichten beginnt.

Berücksichtigt man zusätzlich noch die Bewegung des Drallzentrums in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$, erhält man ein relativ genaues Bild des Verhaltens der Drallachse im Brennraum. So liegt bei UT das Drallzentrum in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ zwar, verglichen mit dem Drallzentrum in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$, auf der gegenüberliegenden Seite des Brennraums, gleichzeitig jedoch nahe an dem der Ebene $z = 70 \text{ mm}$. Die Drallachse besitzt bei UT in ihrer Mitte also einen Knick bzw. beschreibt in vertikaler Richtung einen Bogen. In der frühen Kompressionsphase nähert sich auch das Drallzentrum in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ horizontal dem in den darunter liegenden Ebenen an. Auch hier ist also vom Aufrichten der Drallachse auszugehen. Die Kurve, die

das Drallzentrum dabei beschreibt, unterscheidet sich klar von den Verläufen in den anderen Ebenen. Somit ändert sich also auch die Form der Drallachse, während sie im Brennraum taumelt. Dieses Beispiel verdeutlicht die Komplexität der Drallachsenbewegung. In Abbildung 8-50 wurde zur besseren Veranschaulichung die gekrümmte Drallachse in ein 3D-Modell umgesetzt.

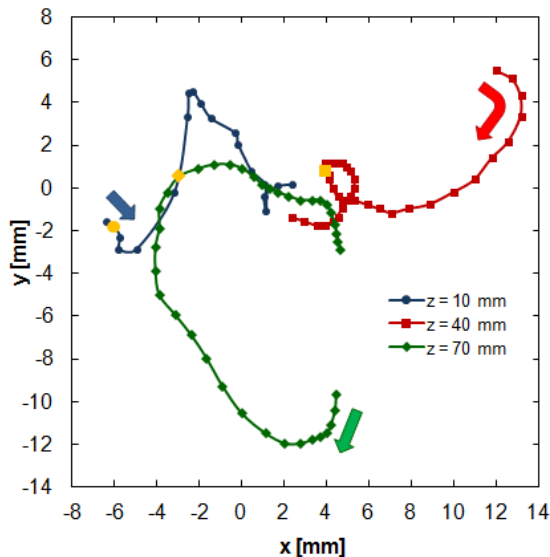


Abbildung 8-49: Bewegung des Drallzentrums im Ensembledittel in den Ebenen $z = 10, 40$ und 70 mm bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$, Kurbelwinkelbereich: für $z = 40$ mm und $z = 70$ mm $\theta = 112^\circ\text{KW} - 248^\circ\text{KW nGOT}$ und für $z = 10$ mm $\theta = 180^\circ\text{KW} - 248^\circ\text{KW nGOT}$

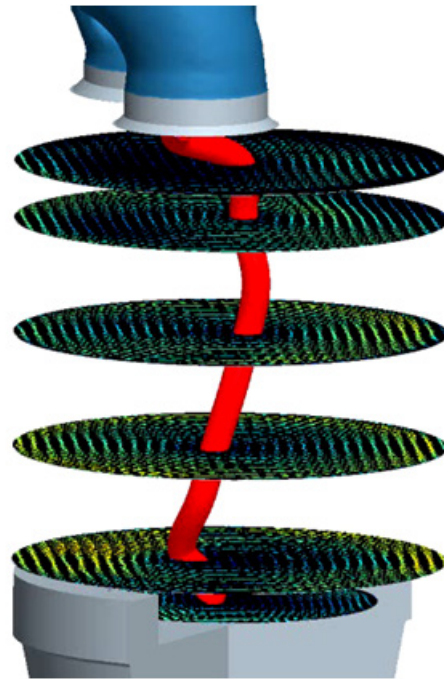


Abbildung 8-50: Drallachse bei $\theta = 180^\circ\text{KW nGOT}$ $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ für $p_L = 1,2 \text{ bar}$ (konventionelle PIV)

8.2.2 Schwankungen der Drallzentrenposition von Zyklus zu Zyklus

Nachdem im vorangegangenen Kapitel erläutert wurde, wie sich das Drallzentrum in den unterschiedlichen Messebenen im Mittel bewegt und wie sich diese Bewegung in Abhängigkeit von den Betriebsparametern Drehzahl und Ladedruck verändert, sollen nun individuelle Zyklen beleuchtet werden. Im Fokus der Untersuchung steht, wie stark die Lage des Drehzentrums von Zyklus zu Zyklus schwankt und inwiefern diese Schwankungen von der Motorphase, der Messebene und dem Motorbetriebspunkt beeinflusst werden.

In Abbildung 8-51 sind für die Zeitpunkte $\theta = 180^\circ\text{KW}$, $\theta = 270^\circ\text{KW}$ und $\theta = 360^\circ\text{KW nGOT}$ die in der Ebene $z = 10$ mm in individuellen Zyklen ermittelten Drallzentren in Form von Punktwolken dargestellt. Gut zu erkennen ist, dass bei $\theta = 180^\circ\text{KW nGOT}$ zwar der Großteil der Drehzentren in der Nähe des Brennraumzentrums eng beieinander liegen, ein nicht unerheblicher Teil der Drehzentren sich aber auch weit verteilt im Brennraum befindet. Grund hierfür ist, dass in der Ebene $z = 10$ mm bei UT zwar im Gegensatz zu früheren Zeitpunkten Drehzentren gut zu erkennen und auch zu detektieren sind, sich ein einzelnes, dominantes Drehzentrum zu diesem Zeitpunkt aber noch nicht immer ausgebildet hat. Vielmehr finden sich bei UT in dieser Ebene viele kleine, miteinander konkurrierende Wirbel, die praktisch zufällig und oft in Wandnähe auftreten. Die Rotation der Vektoren, die diese Wirbel bilden, kann zu diesem Zeitpunkt größer sein als die der teilweise noch schwach ausgeprägten Wirbel nahe dem Zylinderzentrum. Dennoch lässt sich auch hier ein Cluster von Drehzentren erkennen, der leicht exzentrisch im Brennraum liegt und sich über einen Durchmesser von ca. 15 mm erstreckt.

In der Mitte des Kompressionstaktes, bei $\theta = 270^\circ\text{KW}$ nGOT, stellt sich die Drehzentrenverteilung schon deutlich anders dar. Hier befindet sich praktisch keines der ermittelten Drehzentren weiterhin außerhalb eines ebenfalls ca. 15 mm großen Bereiches, dessen Mittelpunkt um ca. 6 mm zur Ventilseite hin verschoben liegt. Dieser sehr kompakte Bereich, in dem das Drehzentrum zwischen den Motorzyklen schwankt, verdeutlicht, dass 90°KW vor Erreichen des oberen Totpunkts nur noch ein dominantes Drallzentrum im Zylinder existiert. Dieses Drehzentrum wird vom Algorithmus gut erkannt und liegt in der Regel, leicht zur Ventilseite hin versetzt, exzentrisch im Brennraum.

Der Bereich, in dem das Drallzentrum schwankt, verkleinert sich weiter mit fortschreitender Kompression. So dehnt sich dieser Bereich bei Erreichen des Kompressionstotpunktes nur noch über etwas mehr als 10 mm im Brennraum aus. Obwohl immer noch exzentrisch zur Ventilseite hin versetzt, hat sich der Mittelpunkt des Schwankungsbereichs dennoch 3-4 mm in Richtung Zylindermitte bewegt. Eine vollständige Zentrierung der Drallströmung findet aber nicht statt. Hauptgrund dafür ist vermutlich die Geometrie der für die Untersuchungen verwendeten zylindrischen Kolbenmulde. Es ist zu erwarten, dass im Falle der heute üblicherweise in Dieselmotoren verwendeten konzentrischen ω - bzw. w -Mulden, eine Zentrierung der Drallströmung um den Muldendom herum stattfindet (128). Es sei dennoch an dieser Stelle nochmals festgestellt, dass sich die Schwankungen der Drallzentrenposition in der Ebene $z = 10$ mm über den Kompressionstakt hinweg verringern. Außerdem ist zu späteren Zeitpunkten eine gewisse Zentrierung der Strömung im Brennraum zu beobachten.

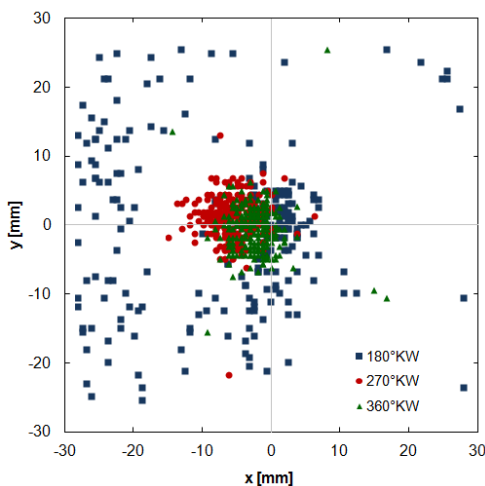


Abbildung 8-51: Verteilung der Drehzentren in der Ebene $z = 10$ mm bei $\theta = 180, 270, 360^\circ\text{KW}$ nGOT für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

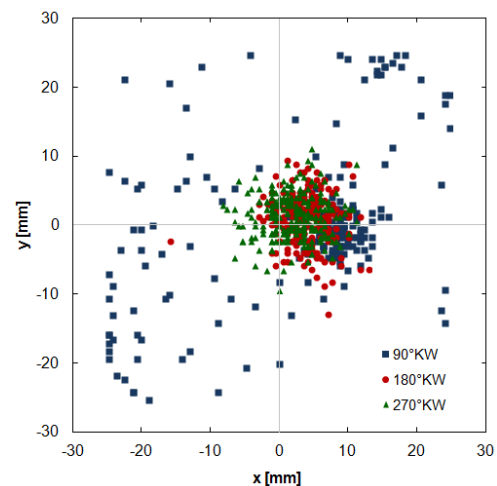


Abbildung 8-52: Verteilung der Drehzentren in der Ebene $z = 40$ mm bei $\theta = 90, 180, 270^\circ\text{KW}$ nGOT für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Die Drehzentrenverteilung in der Ebene $z = 40$ mm für den unteren Totpunkt sowie für 90°KW vor und 90°KW nach UT sind in Abbildung 8-52 dargestellt. Die Zeitpunkte $\theta = 180^\circ\text{KW}$ und $\theta = 270^\circ\text{KW}$ nGOT sollen dabei einen Vergleich mit der Ebene $z = 10$ mm erlauben. $\theta = 90^\circ\text{KW}$ nGOT wurde ausgewählt, da dieser Kurbelwinkel die Mitte des Ansaugtaktes repräsentiert. Zudem beginnt sich zu diesem Zeitpunkt die Drallströmung im Brennraum auszubilden. Dass dieser Entstehungsprozess aber zu diesem Zeitpunkt noch nicht in jedem Zyklus gleich weit fortgeschritten ist, zeigt die zugehörige Punktwolke. Sie erinnert mit ihrem dichten Bereich nahe dem Zylinderzentrum und den ringsum viel weniger dicht und praktisch zufällig im Brennraum verteilten Zentren stark an die Ebene $z = 10$ mm bei UT. Grund ist auch hier, dass teilweise noch kleine, aber starke Wirbel in Außenbereichen des Brennraums auftreten und vom Detektionsalgorithmus entsprechend erkannt werden. Es handelt sich hierbei also nicht um Zyklusschwankungen der Grobstruktur im eigentlichen Sinn. Anders als in der Ebene $z = 10$ mm sind Zyklusschwankungen der

Drallströmung in der Ebene $z = 40$ mm aber schon bei UT eindeutig zu erkennen. Die Position des Drehzentrums schwankt dabei in einem Bereich von ca. 20 mm. Dass der Schwerpunkt der Punktwolke in diesem Fall ca. 5 mm weit auf der den Ventilen abgewandten Seite liegt, deutet wiederum auf eine gekrümmte und taumelnde Drallachse hin. Sehr erstaunlich ist, dass es, im Gegensatz zu den Beobachtungen in der Ebene $z = 10$ mm, in der Ebene $z = 40$ mm offensichtlich im Zuge des Kompressionstaktes zu keiner Abnahme der Schwankungsweite der Drehzentrenposition kommt. Tendenziell scheinen die Schwankungen bei $\theta = 270^\circ\text{KW}$ nGOT mit einem Radius von ca. 20 mm sogar eher noch leicht angestiegen zu sein. Allerdings lässt sich auch hier eine mit fortschreitendem Kurbelwinkel leichte Verlagerung des Punktwolkenschwerpunkts hin zur Zylindermitte beobachten.

In Abbildung 8-53 sind wiederum die Drallzentren für drei verschiedene Zeitpunkte, dieses Mal in der Ebene $z = 70$ mm dargestellt. Neben dem unteren Totpunkt wurden entsprechend der optischen Zugänglichkeit der Ebene die Drehzentren für $\theta = 135^\circ\text{KW}$ und $\theta = 215^\circ\text{KW}$ nGOT aufgetragen. Bemerkenswert ist, dass sich die Drehzentrenverteilung im Kompressionstakt nur noch unwesentlich von den anderen beiden Zeitpunkten unterscheidet. Zu frühen Zeitpunkten werden kaum, wie es in den darüber liegenden Ebenen der Fall ist, Drehzentren in weit vom Zylinderzentrum entfernten Bereichen detektiert. Der in den höheren Ebenen dadurch entstandene Eindruck einer weniger dichten Punktwolke mit massivem Kern stellt sich hier nicht mehr ein. Es liegen nur noch sehr vereinzelt Drehzentren jenseits der eigentlichen Punktwolke. Der Kernbereich der $\theta = 135^\circ\text{KW}$ nGOT-Wolke ist aber mit ca. 20 mm Länge und ungefähr 13 mm Breite relativ weit ausgedehnt. Außerdem liegt der Schwerpunkt der Wolke mit einem Abstand von ca. 13 mm zur Zylindermitte deutlich weiter entfernt als in den zuvor betrachteten Ebenen. Im unteren Totpunkt schwankt die Lage der Drehzentren ähnlich stark wie 45°KW zuvor. Die Position des Punktwolkenschwerpunkts hat sich aber deutlich geändert. Diese Verschiebung entspricht erwartungsgemäß ungefähr der Bewegung des mittleren Drehzentrums in dieser Ebene, siehe Abschnitt 8.2.1. Entsprechend liegt der Schwerpunkt der Drehzentren bei $\theta = 215^\circ\text{KW}$ nGOT wieder auf der ventilabgewandten Brennraumseite. Wie schon in der Ebene $z = 40$ mm beobachtet, scheint sich die Schwankungsweite der Drehzentrenposition auch in der Ebene $z = 70$ mm nicht, wie in der Ebene $z = 10$ mm gesehen, während des Kompressionstaktes zu verringern. Vielmehr ist der Bereich, in dem die Drehzentren der einzelnen Zyklen im Kompressionstakt liegen, erkennbar größer als noch im unteren Totpunkt. Es liegt deshalb die Vermutung nahe, dass die Drallzentrierung und die Verringerung der Zyklusschwankungen hauptsächlich durch die Kolbenmulde und das Brennraumdach erfolgen. Außerdem bestätigt die Betrachtung der Drehzentrenverteilung die bereits zuvor gewonnene Erkenntnis, dass sich die Drallströmung im Zylinder längs seiner Achse unterschiedlich verhält. Eine kohärente Drallströmung beginnt sich zuerst im unteren Teil des Brennraums auszubilden. Im Laufe des Verdichtungstaktes, nach dem Schließen der Einlassventile, breitet sich diese dann auch im oberen Teil des Zylinders aus. Schwankungen der Grobstruktur der Drallströmung von Zyklus zu Zyklus scheinen dabei im unteren Teil des Brennraums etwas stärker ausgeprägt als in der Nähe des Zylinderkopfes.

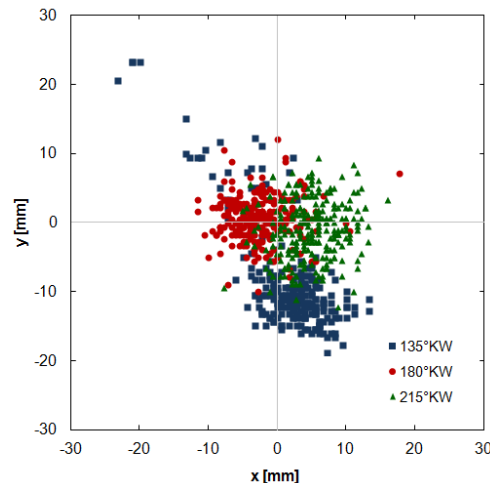


Abbildung 8-53: Verteilung der Drehzentren in der Ebene $z = 70\text{ mm}$ bei $\theta = 135, 180, 215^\circ\text{KW}$ nGOT für $n = 1500\text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2\text{ bar}$

Die hier gezeigten Punktwolken veranschaulichen zwar sehr gut, in welchem Bereich der jeweiligen Messebene die Drallzentren von Zyklus zu Zyklus schwanken, sie stellen aber jeweils nur Momentaufnahmen dar und eignen sich nicht für eine tatsächliche Quantifizierung der Schwankungen. Dafür sind statistische Größen heranzuziehen. In Abbildung 8-54 bis Abbildung 8-56 sind deshalb für alle drei horizontalen Messebenen, jeweils für die x- und die y-Koordinate der Drehzentrenposition, der Mittelwert als auch die zugehörige Standardabweichung über dem Phasenwinkel aufgetragen. Der dargestellte Kurbelwinkelbereich unterscheidet sich von Ebene zu Ebene, da, wie zuvor bereits beschrieben, in der Ebene $z = 10\text{ mm}$ erst ab ca. $\theta = 180^\circ\text{KW}$ nGOT eindeutig zu bestimmende Drehzentren vorhanden sind. Die Ebene $z = 40\text{ mm}$ sowie die Ebene $z = 70\text{ mm}$ sind außerdem nur für einen Teil des Zyklus einsehbar.

Die Graphen in Abbildung 8-54 zeigen, dass die Zyklusschwankungen des Drallzentrums während des ersten Drittels des Kompressionstaktes in x- und y-Richtung stark abnehmen. Sie verharren dann auf diesem Niveau über den verbleibenden Kompressionstakt. Auch im Bereich des oberen Totpunktes ändert sich die Schwankungsbreite kaum. Dies ist erstaunlich, da eigentlich erwartet werden könnte, dass die Quetschspaltströmung zu einer Störung der Drallströmung führen sollte. Der Verlauf der Mittelwerte zeigt aber, dass das Drallzentrum beim Eintritt in die Kolbenmulde eine Lageänderung vollzieht. Da diese Änderung der Position offensichtlich in den einzelnen Zyklen sehr ähnlich abläuft, führt dies offenbar zu keiner nennenswerten Erhöhung der Standardabweichung. Bemerkenswert ist außerdem, dass sich das Drehzentrum während der Verdichtung im Mittel nur wenig bewegt und es sich dann am Ende der Kompression, während sich der Kolben nähert, in der Summe leicht vom Brennraumzentrum entfernt. Nach Eintritt der Drallströmung in die Kolbenmulde nähert sich das Drehzentrum wieder etwas der Zylindermitte an.

Die in Abbildung 8-55 dargestellten Graphen für die Ebene $z = 40\text{ mm}$ zeigen bezüglich der Zyklusschwankungen über einen weiten Bereich ein ähnliches Verhalten. Die Abnahme der Standardabweichung stagniert hier allerdings in beiden Raumrichtungen schon ab dem unteren Totpunkt und damit also ca. 45°KW früher als in der Ebene $z = 10\text{ mm}$. Ihr Wert liegt dabei auf ähnlichem, tendenziell etwas höherem Niveau als in der Messebene darüber. Wesentlicher Unterschied in der Ebene $z = 40\text{ mm}$ ist, dass es beim Eintritt der Messebene in die Kolbenmulde zu einem signifikanten Anstieg der Standardabweichung kommt. Grund dafür ist vermutlich das zu diesem Zeitpunkt noch größere Brennraumvolumen. Dadurch wird die Drallströmung weniger stark durch Wände beschränkt, wodurch sich eine höhere Variabilität in der Kolbenmulde ergibt. Eine klare Verschiebung der Drehzentrumposition bei Muldeneintritt ist allerdings nicht zu erkennen. Lediglich entlang der x-Koordinate scheint sich die Bewegung des Drallzentrums etwas mit dem sich

annähernden Kolben zu ändern. Die Kolbenmulde übt in dieser Messebene keine zentrierende Wirkung auf die Drallströmung aus. Aufgrund der Entfernung zum Zylinderkopf kommt es auch nicht zu der Ausbildung einer nach innen gerichteten Quetschspaltströmung in die Kolbenmulde.

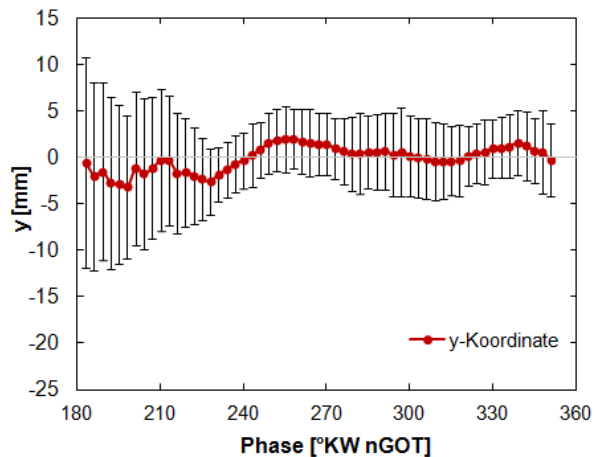
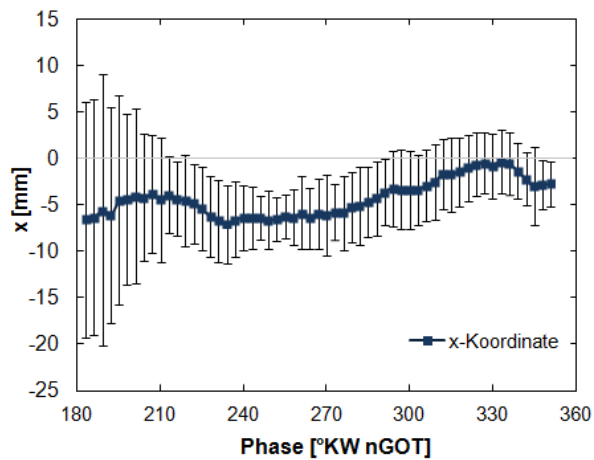


Abbildung 8-54: Mittelwert und Standardabweichung der Drallzentrenposition in x- und y-Richtung in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

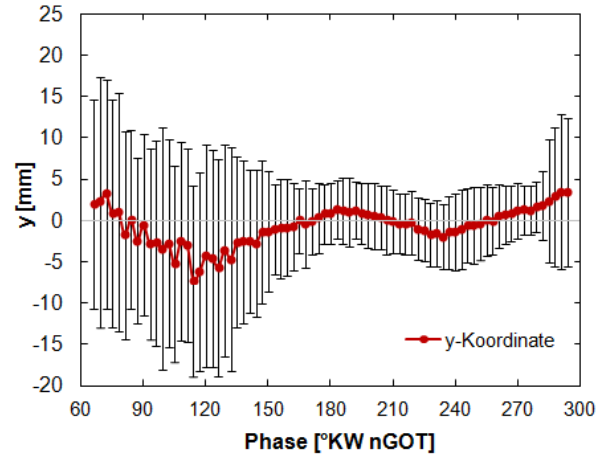
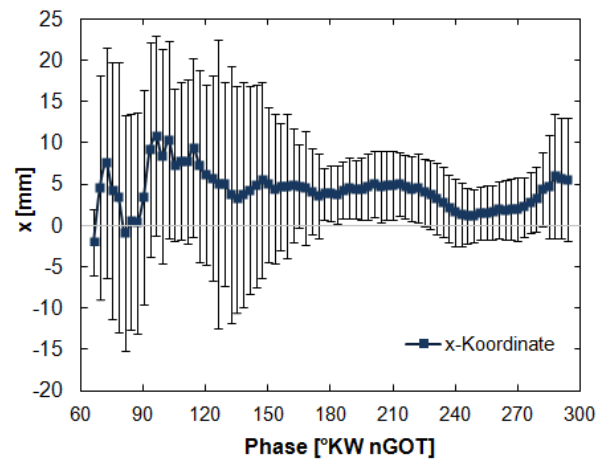


Abbildung 8-55: Mittelwert und Standardabweichung der Drallzentrenposition in x- und y-Richtung in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Betrachtet man die Standardabweichung der Drehzentrenposition in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ in Abbildung 8-56, stellt man fest, dass sie über den gesamten einsehbaren Kurbelwinkelbereich nahezu konstant bleibt. Selbst im Ansaugtakt scheinen lediglich die Schwankungen in y-Richtung etwas höher zu sein als in der Kompressionsphase. Die geringsten Schwankungen treten in dieser Ebene um den unteren Totpunkt herum auf. Entgegen der zuvor auf Basis der Punktwolke geäußerten Vermutung, schwankt das Drehzentrum in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ nicht signifikant stärker als in den darüber liegenden Ebenen. Der Eintritt der Messebene in die Kolbenmulde führt hier nur zu einer sehr geringen Erhöhung der Standardabweichung. Interessant ist jedoch, dass offensichtlich die Stärke der Zyklusschwankungen hier nicht von der Stärke der Bewegung des mittleren Drehzentrums abhängt. Obwohl sich das Drallzentrum im Vergleich zu den darüber liegenden Ebenen relativ stark bewegt, scheinen die einzelnen Positionen von Zyklus zu Zyklus in den verschiedenen Phasen eine ähnlich gute Reproduzierbarkeit zu besitzen. Das Verhalten der Drallströmung als Analogie einer Fahne zu beschreiben, deren eine Seite festgebunden ist und deren Ende im Wind mit großer Amplitude praktisch zufällig hin und her schlägt, wäre also nicht korrekt.

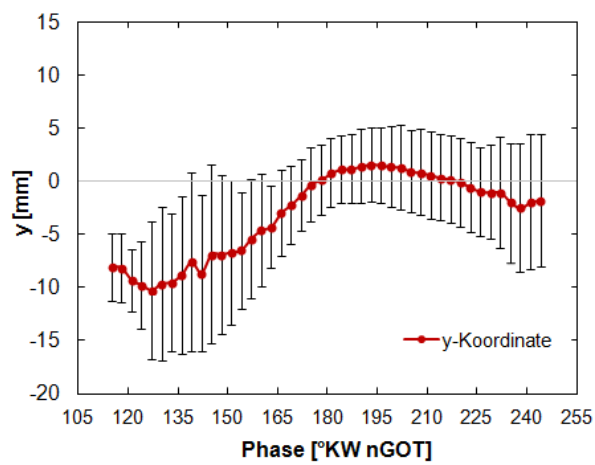
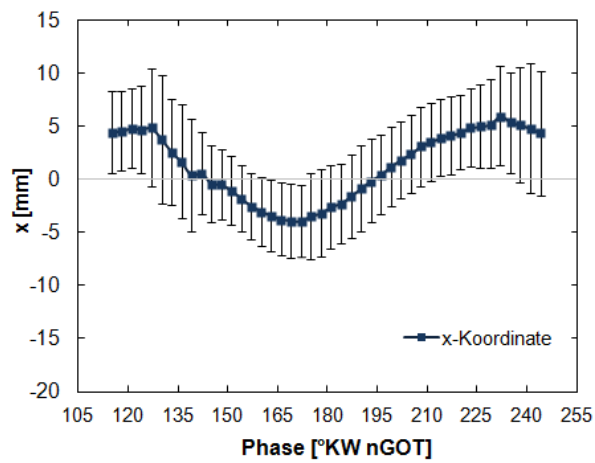


Abbildung 8-56: Mittelwert und Standardabweichung der Drallzentrenposition in x- und y-Richtung in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

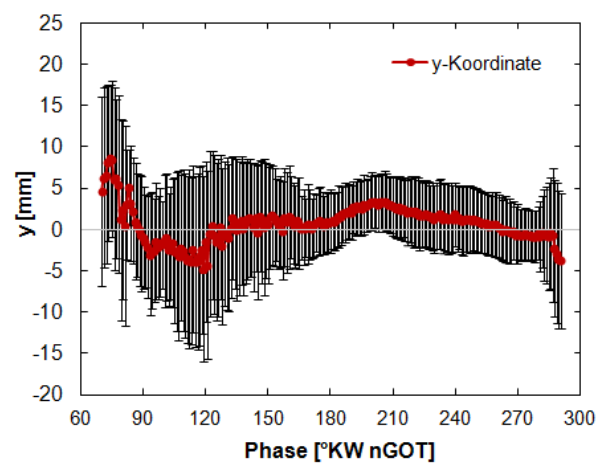
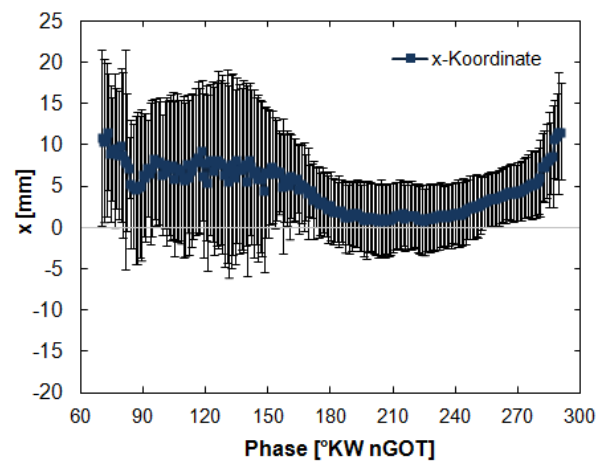


Abbildung 8-57: Mittelwert und Standardabweichung der Drallzentrenposition in x- und y-Richtung in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

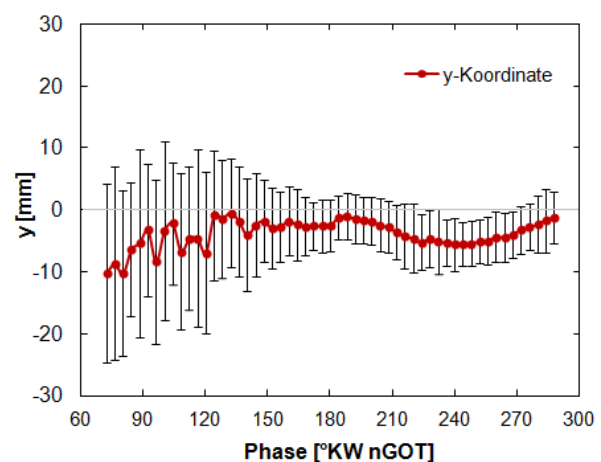
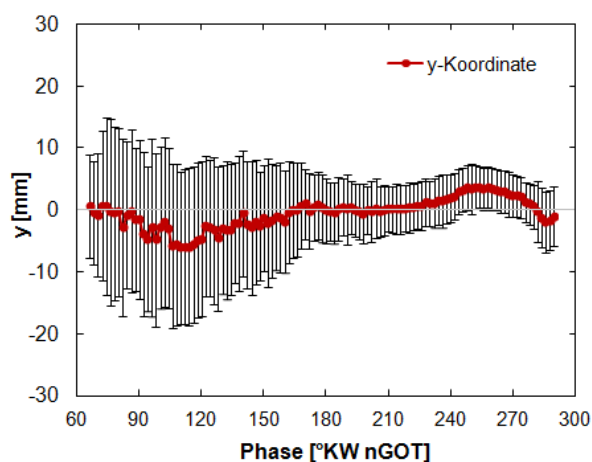
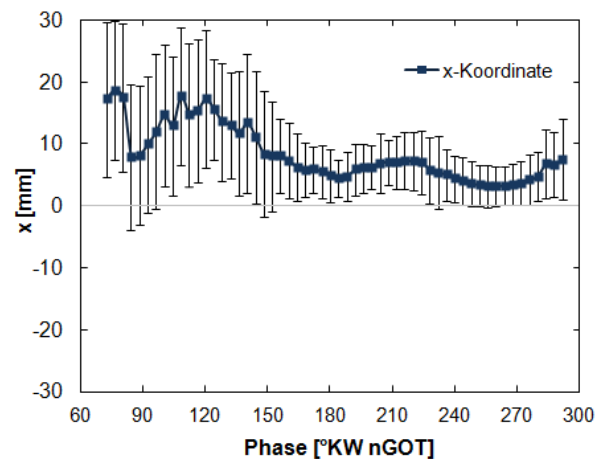
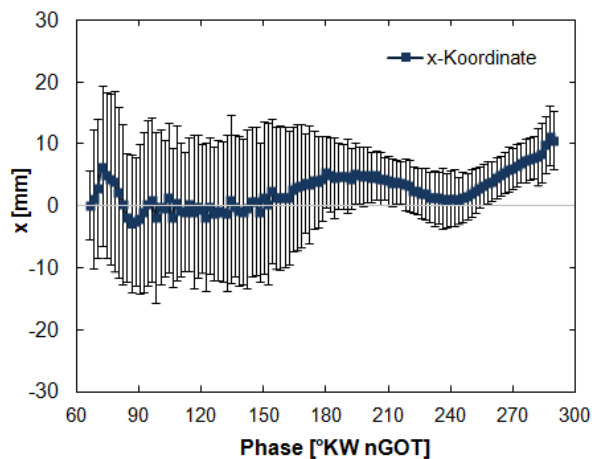


Abbildung 8-58: Mittelwert und Standardabweichung der Drallzentrenposition in x- und y-Richtung in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Abbildung 8-59: Mittelwert und Standardabweichung der Drallzentrenposition in x- und y-Richtung in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Der Einfluss der Motordrehzahl auf die Schwankungen der Drehzentrumsposition ist in Abbildung 8-55 sowie Abbildung 8-57 bis Abbildung 8-59 exemplarisch für die Ebene $z = 40 \text{ mm}$ dargestellt. Auffälligster Unterschied zwischen den Drehzahlen ist dabei die Kurbelwinkelauflösung. Der Grund liegt in der konstanten Samplerate des Messsystems und kann hier vernachlässigt werden, siehe Kapitel 6. Die Höhe der Schwankungen liegt für alle Drehzahlen sowohl in der Ansaugphase als auch in der Kompressionsphase in der gleichen Größenordnung. Während sich der Kolben nach unten bewegt, schwankt das Drallzentrum bei allen Drehzahlen im Mittel mit einer Standardabweichung von ca. 15 mm. Bewegt sich der Kolben nach oben, beträgt die Standardabweichung unabhängig von der Drehzahl ca. 4 mm. Auch die Charakteristik der Verläufe der Standardabweichung ist über die Drehzahl hinweg praktisch identisch. So nehmen die Schwankungen bis ungefähr zum Erreichen des unteren Totpunkts hin ab und verharren dann dort, über den Kompressionstakt hinweg, auf einem konstanten Niveau, bis sie schließlich bei Eintritt des Wirbels in die Kolbenmulde wieder leicht ansteigen. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass eine Drehzahländerung keinen Einfluss auf die Größe der Schwankungen der großskaligen Struktur der Drallströmung im Zylinder besitzt.

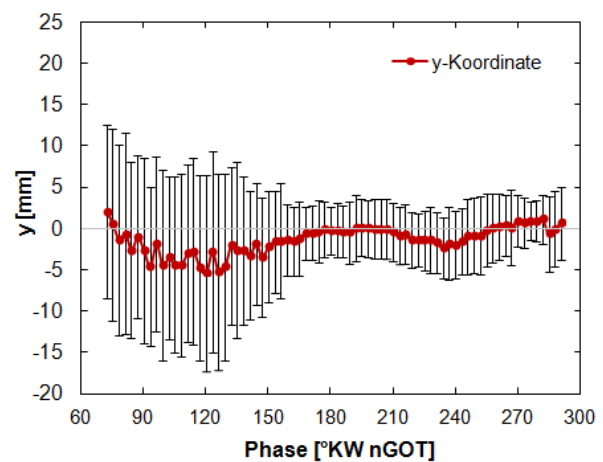
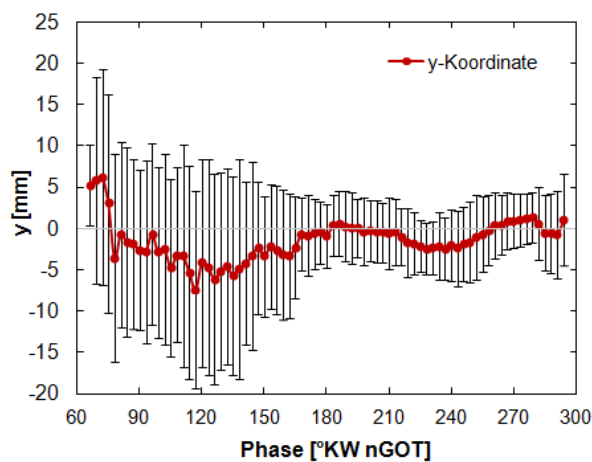
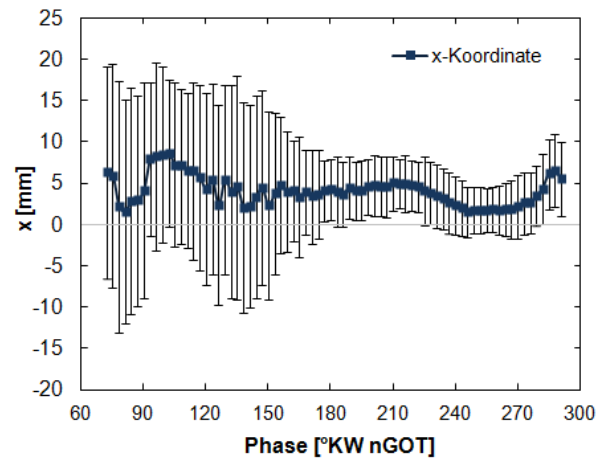
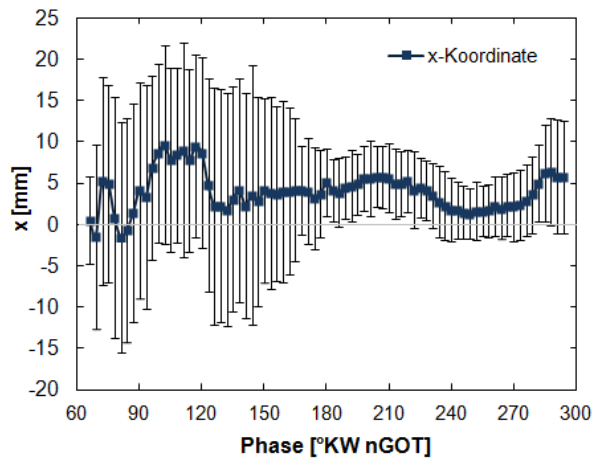


Abbildung 8-60: Mittelwert und Standardabweichung der Drallzentrenposition in x- und y-Richtung in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,0 \text{ bar}$

Abbildung 8-61: Mittelwert und Standardabweichung der Drallzentrenposition in x- und y-Richtung in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,1 \text{ bar}$

Abbildung 8-55, Abbildung 8-60 und Abbildung 8-61 verweisen auf den Einfluss des Ladedrucks auf die Zyklusschwankungen der Drallzentrenlage. Wie schon bei der Drehzahl beobachtet, wirkt sich auch eine Änderung des Ladedrucks nicht erkennbar auf die Stärke der Schwankungen des Wirbelzentrums aus. Sowohl während der Ansaugphase als auch während der Kompressionsphase sind die ermittelten Standardabweichungen für die drei untersuchten Ladedrücke ungefähr gleich groß. Auch der charakteristische Verlauf der Standardabweichung über den betrachteten Kurbelwinkelbereich bleibt identisch. Allerdings gilt auch hier wieder zu beachten, dass die Variationsbreite der Ladedrücke verhältnismäßig gering ist und insofern ein auflösbarer Unterschied zwischen den Messungen nicht unbedingt zu erwarten ist.

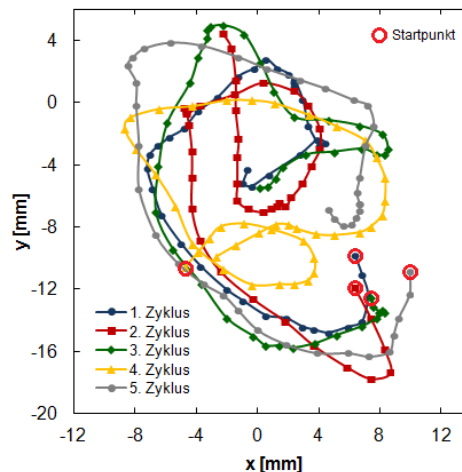


Abbildung 8-62: Trajektorien der Drallzentribewegung fünf aufeinander folgender Motorzyklen in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Einen Eindruck davon, wie stark die Trajektorien der Drallzentribewegung variieren, vermittelt Abbildung 8-62. Sie zeigt die Trajektorien fünf aufeinander folgender Zyklen in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$. Wie zu erwarten, unterscheiden sich die Pfade, entlang denen sich das Wirbelzentrum durch den Brennraum bewegt, teils erheblich. So beginnt beispielsweise die Bewegung des Drallzentrums des zweiten Zyklus auf der anderen Brennraumseite im Vergleich zu den übrigen Zyklen. Während des vierten Zyklus beschreibt das Drallzentrum im Kompressionstakt eine geschlossene Kreisbewegung. Die Endposition unterscheidet sich dabei deutlich von den anderen Zyklen. Offensichtlich ist jedoch, dass das Drallzentrum in allen fünf Zyklen einem ähnlichen Muster folgt. In jedem Zyklus beschreibt das Wirbelzentrum die schon aus der Mittelwertbewegung bekannte c-förmige Bewegung.

8.3 Rotation der Zylinderladung

Neben der Visualisierung der Zylinderinnenströmung in den jeweiligen Messebenen, der Ermittlung der Bewegung der Drallströmung sowie der zeitlich aufgelösten Rekonstruktion der räumlichen Strömung können aus den Vektorfeldern auch Größen abgeleitet werden, die es erlauben, die innermotorische Strömung anhand von Zahlenwerten zu charakterisieren. Diese Größen besitzen in der Motoren- bzw. Brennverfahrensentwicklung eine hohe Relevanz.

8.3.1 Winkelgeschwindigkeit der rotierenden Ladung

Die Winkelgeschwindigkeit ω_s beschreibt die Rotation der Ladung um die Zylindermittelnachse. Die Winkelgeschwindigkeit ω_s der rotierenden Gasladung entspricht der eines rotierenden Starrkörpers, der den gleichen Drehimpuls wie die reale Drallströmung im Zylinder besitzt.

ω_s ergibt sich dabei als Quotient aus dem Drehimpuls der rotierenden Ladung \vec{L} und deren Trägheitsmoment I (102). Die Formel für die volumengemittelte Winkelgeschwindigkeit, bezogen auf die Zylinderhochachse als konstantes Drehzentrum, lautet, unter Annahme homogener Gasdichte, für ein zweidimensionales Geschwindigkeitsfeld:

$$\vec{\omega}_s = \frac{\vec{L}}{I} = \frac{\int (\vec{r} - \vec{r}_0) \times \vec{u} \cdot dm}{\int |\vec{r} - \vec{r}_0|^2 \cdot dm}. \quad (8-5)$$

\vec{r}_0 beschreibt die Position des Drehzentrums, von dem hier angenommen wird, dass es auf der Zylinderhochachse liegt. \vec{r} bezieht sich auf den Ortsvektor, der die Position des Masseteilchens dm beschreibt. Die Geschwindigkeit des Masseteilchens ist gegeben durch den Geschwindigkeitsvektor \vec{u} . Daraus ergibt sich für die Berechnung der Winkelgeschwindigkeit auf Basis der mittels PIV gemessenen Vektorfelder

$$\vec{\omega}_s = \frac{\sum (\vec{r} - \vec{r}_0) \times \vec{u}}{\sum |\vec{r} - \vec{r}_0|^2}. \quad (8-6)$$

Der Term $\vec{r} - \vec{r}_0$ beschreibt dabei den Abstand eines Vektors zur Zylinderhochachse und \vec{u} dessen Geschwindigkeit. Von einer Rotation um die Zylinderhochachse wird ausgegangen, da auf ihr näherungsweise das Massezentrum der rotierenden Ladung liegt. Eine Berechnung der Drehgeschwindigkeit der Drallströmung, bezogen auf das Massenzentrum, ist generell sinnvoll, wenn die Lage der Drehachse nicht a priori bekannt ist, siehe Abbildung 8-50. Dies gilt insbesondere auch für die Tumbleströmung in einem Ottomotor, da deren Drehzentrum in Abhängigkeit des Kolbenhubs umherwandert (151).

Dabei ist anzumerken, dass die Starrkörperannahme, abhängig von Betrachtungszeitpunkt und –ebene, die tatsächliche Strömung im Inneren des Brennraums stark vereinfacht abbildet. Zum einen existiert, wie in Abschnitt 8.1 gezeigt, in der frühen Ansaugphase noch kein großskaliger, kohärenter Drallwirbel, der gleichmäßig rotiert, und zum anderen befindet sich auch das Drallzentrum der in der Kompressionsphase voll ausgebildeten Drallströmung nicht immer im Zentrum des Zylinders (Bezugspunkt für die Berechnung der Winkelgeschwindigkeit ω_s). Letztgenannter Aspekt führt bei der oben beschriebenen Methode zur Drallberechnung zu einer Unterschätzung des realen Drallniveaus in der Kompressionsphase (121).

In Abbildung 8-63 bis Abbildung 8-66 sind die kurbelwinkelaufgelösten Verläufe der mittleren Winkelgeschwindigkeiten der Drallströmung in der Ebene $z = 10$ mm für die Motorendrehzahlen $n = 500, 1000, 1500$ und 2000 min^{-1} dargestellt. Außerdem sind die zugehörigen Standardabweichungen zu sehen. Bei der Betrachtung der Graphen fällt auf, dass sich die Winkelgeschwindigkeit während des Ansaug- und Kompressionstaktes für alle Drehzahlen mit praktisch derselben Charakteristik entwickelt.

In der frühen Ansaugphase wird die Strömung im Brennraum von der Ventilströmung dominiert, da hier Gas mit hoher Geschwindigkeit aus dem sich öffnenden Ventilsplatt austritt und durch die Messebenen vertikal nach unten in den Brennraum strömt. Da sich zu diesem Zeitpunkt in der Ebene $z = 10$ mm noch keine Drallströmung etablieren kann, schwankt auch die ermittelte Winkelgeschwindigkeit um den Wert null. Bemerkenswert ist dabei allerdings, dass sich die Zylinderladung im Gesamten bei allen Drehzahlen für eine sehr kurze Zeit entgegen der späteren Drallrichtung dreht. Beleg dafür ist der für alle Drehzahlen zwischen $\theta = 0^\circ \text{KW}$ und $\theta = 45^\circ \text{KW nGOT}$ zu beobachtende Ausschlag der Winkelgeschwindigkeit in den negativen Bereich.

Der vertikal aus dem Einlassventil austretende Gasstrahl trifft stromabwärts auf den Kolben. Da der Strömung durch den Einlasskanal schon ein gewisser Drall aufgeprägt wurde, wird diese vom Kolben entlang der Zylinderwand umgelenkt und letztendlich in eine quasi ebene Drallströmung um die Zylinderachse überführt. Dieser Prozess ist in der Ebene $z = 10$ mm in den Abbildung 8-63 bis Abbildung 8-66 klar ab ca. $\theta = 45^\circ \text{KW nGOT}$ zu erkennen, da dann das Einlassventil einen ausreichend hohen Hub erreicht und die Strömungsgeschwindigkeit im Ventilsplatt stagniert. Nach dieser ersten Phase, in der sich die Drallströmung orientiert und dadurch die Winkelgeschwindigkeit deutlich steigt, ist die zweite Hälfte des Ansaugtaktes, ab ca. $\theta = 90^\circ \text{KW nGOT}$, durch Fluktuationen und eine nur geringe Zunahme der Winkelgeschwindigkeit gekennzeichnet. Mit Beginn der Kompressionsphase, wenn das Einlassventil fast wieder

komplett geschlossen ist, ändert sich der Gradient der Kurve und die Winkelgeschwindigkeit nimmt wieder deutlich zu. Zum Zeitpunkt der maximalen Kolbengeschwindigkeit bei $\theta = 270^\circ\text{KW}$ erreicht auch die Winkelgeschwindigkeit ein Plateau. Gegen Ende des Kompressionstaktes wird das Gas aus dem Spalt zwischen Zylinderkopf und Kolbenkragen in die Kolbenmulde gedrückt. Dadurch verringert sich das Trägheitsmoment der Zylinderladung, was aufgrund der Drehimpulserhaltung zu einer weiteren Beschleunigung der Drallströmung und damit auch der Winkelgeschwindigkeit führt. Der kurzzeitige Abfall der Winkelgeschwindigkeit nahe OT ist vermutlich dadurch zu begründen, dass kurz bevor der Laserlichtschnitt in die Kolbenmulde eindringt, sich die Geschwindigkeit der Strömung im äußeren Bereich des Zylinders durch den sich nähernden Kolben und die dadurch zunehmenden Wandeffekte verlangsamt. Beschränkt sich der Betrachtungsbereich auf das Innere der Kolbenmulde, steigt die Winkelgeschwindigkeit weiter an.

Da sich die Quetschspaltströmung, die quer zur Hauptströmung gerichtet ist, offensichtlich nicht negativ auf die Drallströmung auswirkt, kann also davon ausgegangen werden, dass eine Piloteinspritzung, die bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ beispielsweise bei $10\text{-}20^\circ\text{KW}$ vor ZOT abgesetzt wird, in eine gut erhaltene Drallströmung erfolgt.

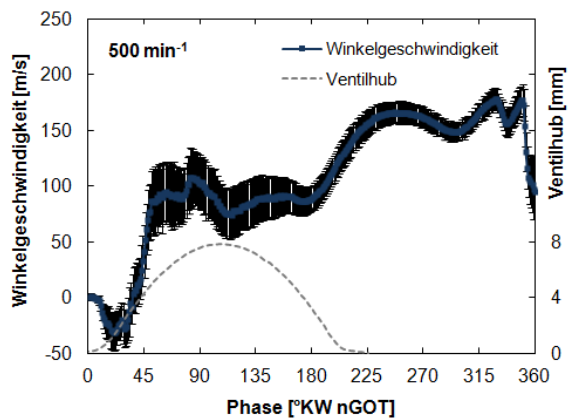


Abbildung 8-63: Mittlere Winkelgeschwindigkeit und deren Standardabweichung in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ für $n = 500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

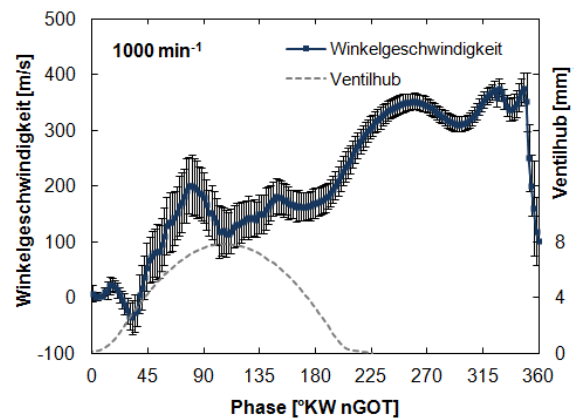


Abbildung 8-64: Mittlere Winkelgeschwindigkeit und deren Standardabweichung in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ für $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

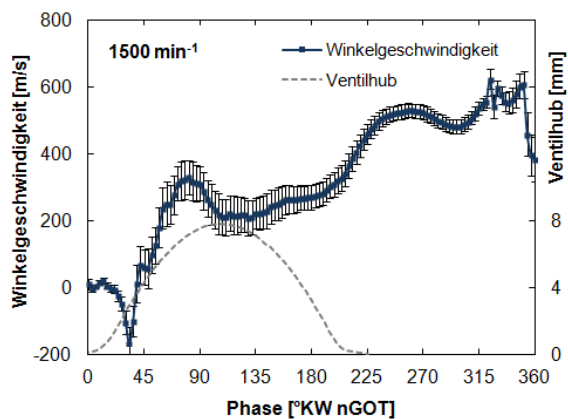


Abbildung 8-65: Mittlere Winkelgeschwindigkeit und deren Standardabweichung in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

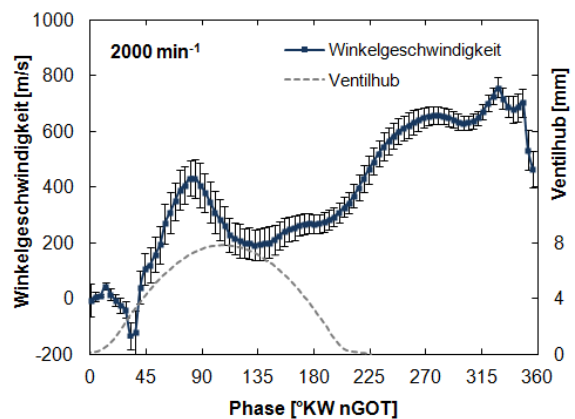


Abbildung 8-66: Mittlere Winkelgeschwindigkeit und deren Standardabweichung in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ für $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Vergleicht man neben dem Verlauf der Winkelgeschwindigkeiten auch die absoluten Werte zu bestimmten Zeitpunkten während des Ansaug- und Kompressionstaktes, so fällt auf, dass diese ungefähr proportional zur Motordrehzahl sind (119). So liegt beispielsweise das erste Maximum der Winkelgeschwindigkeit in der frühen Ansaugphase bei ca. $\theta = 80^\circ\text{KW}$ für $n = 500 \text{ min}^{-1}$ bei ca. 100 s^{-1} , für $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ bei 200 s^{-1} , für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ bei 300 s^{-1} und für $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ bei 400 s^{-1} . Auch die Plateau-Winkelgeschwindigkeit, die bei maximaler Kolbengeschwindigkeit im Kompressionstakt erreicht wird, skaliert ungefähr proportional mit der Drehzahl. So liegt diese für $n = 500 \text{ min}^{-1}$ bei ca. 175 s^{-1} , für $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ bei 350 s^{-1} , für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ bei 525 s^{-1} und für $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ bei knapp 700 s^{-1} . Auch bei der maximalen Winkelgeschwindigkeit kurz vor dem oberen Totpunkt ergibt sich ein ähnlicher Zusammenhang mit der Drehzahl. Siehe dazu auch Abbildung 8-70 in Abschnitt 8.3.2, in der die Winkelgeschwindigkeit auf die Drehzahl normiert dargestellt ist (Drallzahl).

Neben der Winkelgeschwindigkeit scheint sich auch ihre Standardabweichung, zumindest im Kompressionstakt, proportional mit der Motordrehzahl zu verändern. Wie schon bei der Bewegung des Drallzentrums ist aber hier erneut zu beobachten, dass die Standardabweichung der Winkelgeschwindigkeit generell für alle Drehzahlen über die Ansaug- und Kompressionsphase hin zu OT deutlich abnimmt. Da die Standardabweichung in gewisser Weise auch ein Maß für die Größe von Zyklusschwankungen darstellt, bedeutet dies, dass Unterschiede hinsichtlich der Rotationsgeschwindigkeit der Ladung von Zyklus zu Zyklus Richtung OT und damit auch Richtung Einspritzzeitpunkt immer geringer werden.

Die in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ für verschiedene Drehzahlen beobachtete ähnliche Charakteristik der Entwicklung der Winkelgeschwindigkeit der Brennraumströmung sowie die Drehzahl-Proportionalität der Winkelgeschwindigkeit findet sich auch in den Ebenen $z = 40 \text{ mm}$ und $z = 70 \text{ mm}$ wieder, Abbildung 8-67 und Abbildung 8-68. Abhängig von der Messebene entwickelt sich die Winkelgeschwindigkeit jedoch unterschiedlich. Ist in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ der bereits zuvor beschriebene Einfluss der Ventilströmung und der dadurch verursachte, anfänglich starke Anstieg der Winkelgeschwindigkeit noch erkennbar, so sind diese in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$, bedingt durch das zeitliche Betrachtungsfenster sowie die Entfernung zum Zylinderkopf, kaum mehr vorhanden.

Dabei ist aber zu berücksichtigen, dass die Strömungsgeschwindigkeit in den Messebenen jeweils von der Lage der Ebene abhängt. So ist die Rotationsgeschwindigkeit in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ deutlich höher als in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$, diese ist wiederum höher als in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$. Das bedeutet, dass das schnell rotierende Gas im unteren Teil des Zylinders während der Kompressionsphase Energie an das darüber liegende Gas abgibt, indem es dieses beschleunigt und sich selbst dadurch verzögert. Dieser Vorgang setzt sich so lange fort, bis sich die Geschwindigkeiten vertikal angeglichen haben.

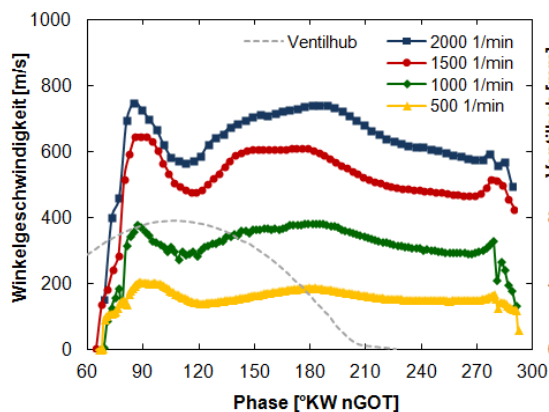


Abbildung 8-67: Mittlere Winkelgeschwindigkeit in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ für die Drehzahlen $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

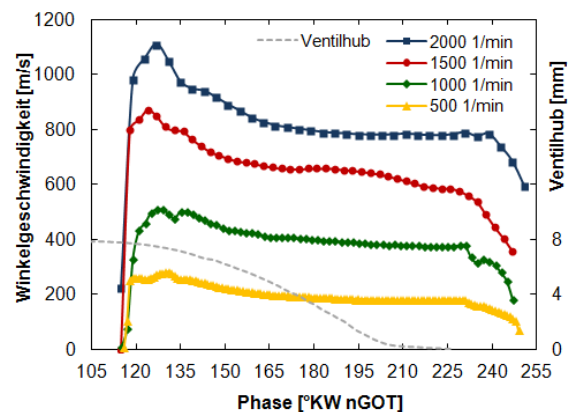


Abbildung 8-68: Mittlere Winkelgeschwindigkeit in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ für die Drehzahlen $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Den Einfluss des Ladedrucks auf die Winkelgeschwindigkeit zeigt Abbildung 8-69. Winkelgeschwindigkeiten und deren Verlauf unterscheiden sich für die unterschiedlichen Ladedrücke nur in der Ansaugphase marginal. In der Kompressionsphase hingegen ist zwischen den Kurven kein Unterschied mehr erkennbar. Somit eignen sich diese Ergebnisse auch zur Veranschaulichung der sehr guten Wiederholgenauigkeit der Messungen. Dies gilt nicht nur für die Ebene $z = 40$ mm, sondern auch die entsprechenden Messungen, die in den Ebenen $z = 10$ mm und $z = 70$ mm durchgeführt wurden.

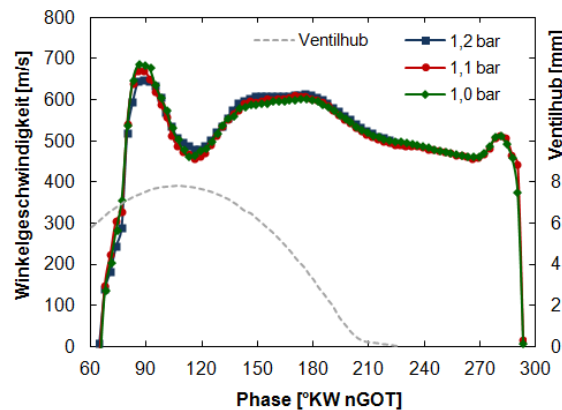


Abbildung 8-69: Mittlere Winkelgeschwindigkeit in der Ebene $z = 40$ mm bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ für die Ladedrücke $p_L = 1,0 - 1,2 \text{ bar}$

8.3.2 Drallzahl

Da die Winkelgeschwindigkeit der Drallströmung im Zylinder sich proportional zur Motordrehzahl ändert, stellt die Drehzahl eine geeignete Größe zur normierten Beschreibung der innermotorischen Strömung dar. Die Drallzahl R_s ist somit definiert als der Quotient aus Winkelgeschwindigkeit ω_s und der Winkelgeschwindigkeit der Kurbelwelle des Motors:

$$R_s = \frac{\omega_s}{2\pi n}. \quad (8-7)$$

n beschreibt dabei die Motordrehzahl in Umdrehungen pro Sekunde.

Die hier anhand von im Motor gemessenen Vektorfeldern ermittelte Drallzahl stellt damit einen direkten Bezug zu den am Blasprüfstand gemessenen Drallzahlen her (Abschnitt 3.1). Der Vorteil der PIV-basierten Methode liegt dabei auf der Hand. Durch den geschlossenen Brennraum des Transparentmotors entspricht die sich ausbildende Strömung der Strömung in einem entsprechenden thermodynamischen Motor. Wie zuvor bereits beschrieben, trägt insbesondere die Umlenkung des mit hoher Geschwindigkeit aus den Einlassventilen austretenden Gasstroms am Kolben zur Ausbildung der Drallströmung bei. Außerdem erlaubt die zeitaufgelöste Messung der Strömungsfelder auch die Betrachtung der zeitlichen Entwicklung der Drallzahl. Dadurch lässt sich die Drallzahl spezifisch für Zeitpunkte ermitteln, in denen sie für den Motorbetrieb besondere Relevanz besitzt. So kann beispielsweise bei der Entwicklung eines Motors die Geometrie des Ansaugkanals und die des Kolbens im Hinblick auf ein zum Einspritzzeitpunkt gewünschtes Drallniveau optimiert werden.

Abbildung 8-70 lässt die Entwicklung der Drallzahl in der Ebene $z = 10$ mm für die Drehzahlen $n = 500, 1000, 1500$ und 2000 min^{-1} und einen Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$ erkennen. Die Ordinate weist die Drallzahl aus. Diese Darstellung verdeutlicht die Eignung der Drehzahl als Normgröße. Da sich die Graphen über eine Division der Winkelgeschwindigkeit durch eine drehzahlabhängige Konstante ergeben, entspricht der prin-

zipielle Verlauf der Drallzahl exakt dem der Winkelgeschwindigkeit. Somit haben die bereits zuvor gegebenen Erklärungen zum Verlauf auch hier Gültigkeit. Beispielsweise geht auch aus dieser Drallbetrachtung hervor, dass zu Beginn des Ansaugtaktes noch keine Drallströmung im Brennraum existiert. Sie beginnt sich erst auszubilden, wenn der Kolben bereits einen gewissen Abstand zum Zylinderkopf hat und die Gasströmung durch das Einlassventil etwas an Bedeutung verliert. Eine weitere Orientierung der Drallströmung bzw. ihre weitere Beschleunigung vollzieht sich erst im Kompressionstakt, nachdem das Einlassventil wieder nahezu geschlossen ist. Auch die Beschleunigung der Drallströmung nahe OT durch die Quetschspaltströmung ist hier wieder zu erkennen.

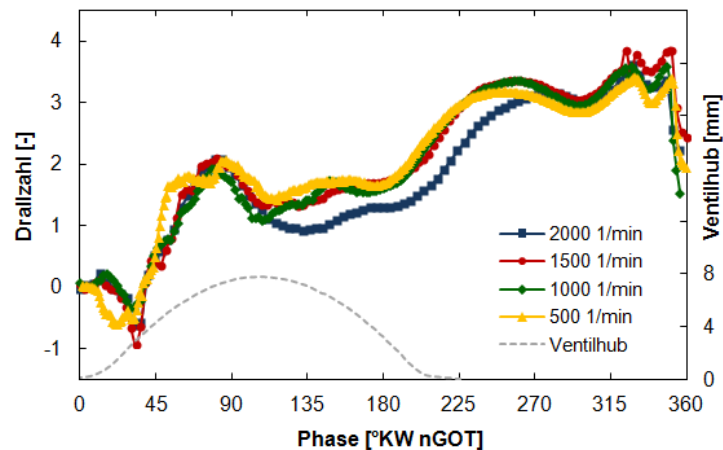


Abbildung 8-70: Mittlere Drallzahl in der Ebene $z = 10$ mm für die Drehzahlen $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$

Da sich die Drallzahl immer entsprechend der Winkelgeschwindigkeit verhält, ist eine Darstellung der Drallzahlen der anderen Ebenen hier nicht sinnvoll. Interessant ist jedoch die Darstellung der Drallzahlen der verschiedenen Messebenen für eine einheitliche Drehzahl in einem Graph, Abbildung 8-71. Diese Darstellung bestätigt und verdeutlicht sehr anschaulich Erkenntnisse, die bereits aus der Untersuchung der Vektorfelder abgeleitet werden konnten. Auch die Betrachtung der Drallzahl macht klar, dass in der Ansaugphase im Brennraum, abhängig vom Ort, verschiedene Strömungszustände vorherrschen. So ist die Drallzahl in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ in der zweiten Hälfte des Ansaugtaktes bis zu dreimal größer als die in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ direkt unter den Ventilen. Erst mit Einsetzen der Kompressionsphase beginnen sich die Drallniveaus der verschiedenen Ebenen langsam anzugleichen. Hierbei beschleunigt die Strömung im unteren Teil des Zylinders die im darüber liegenden Teil. Dadurch nimmt die Rotationsgeschwindigkeit im unteren Bereich ab. Dieser Vorgang beschleunigt sich mit dem Schließen des Einlassventils. In der zweiten Hälfte des Kompressionstakts rotiert dann die gesamte Zylinderladung mit einer einheitlichen Geschwindigkeit.

Dieser hier für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ dargestellte Prozess läuft aufgrund der bereits zuvor gezeigten Drehzahlproportionalität der Rotationsgeschwindigkeit der Ladung für alle anderen gemessenen Drehzahlen praktisch identisch ab.

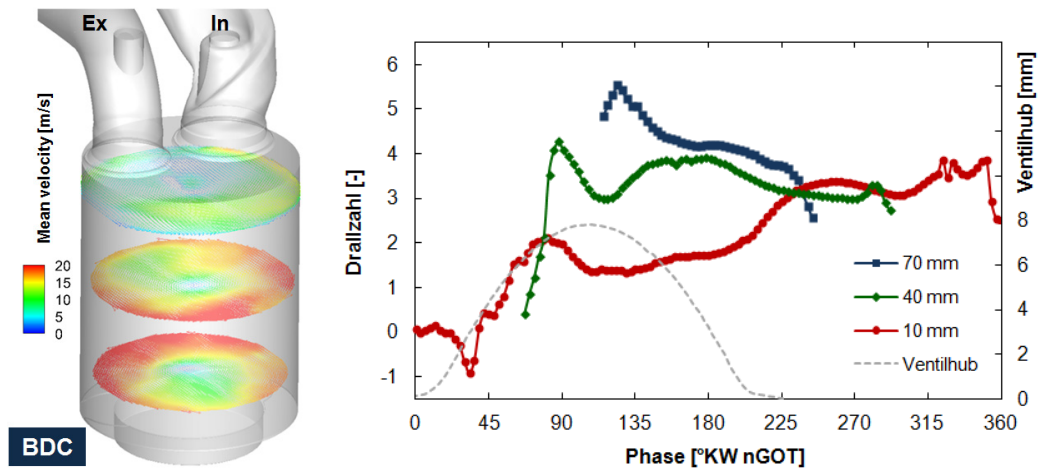


Abbildung 8-71: links: ensemble-gemittelte Vektorfelder in den Ebenen $z = 10$ mm, $z = 40$ mm und $z = 70$ mm für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2$ bar, rechts: zugehörige mittlere Drallzahlen

Eine genauere Ermittlung der räumlich gemittelten Drallzahl ist aufgrund der größeren Anzahl an Messebenen mittels der konventionellen PIV-Messungen möglich. Mittelt man während des Ansaug- und Kompressionstaktes die Drallzahlen aller zum jeweiligen Messzeitpunkt vom Kolben freigegebenen Ebenen, so erhält man den in Abbildung 8-72 gezeigten integralen Drallzahlverlauf. Einen sehr ähnlichen Verlauf zeigen die Ergebnisse der von Eva Brußies (12) durchgeführten Large-Eddy-Simulation (LES).

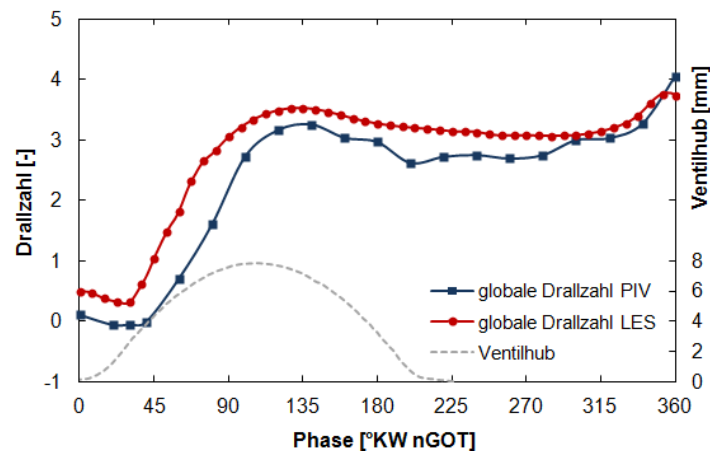


Abbildung 8-72: Räumlich gemittelte, globale Drallzahl bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2$ bar, ermittelt auf Basis der konventionellen PIV-Messungen

Bedingt durch eine zeitlich relativ geringere und räumlich sehr hohe Auflösung der konventionellen PIV-Messungen (Verlauf wurde aus einer Vielzahl von Einzelmessungen zusammengestellt) zeigt die Drallzahl hier einen im Vergleich zu den HS-PIV-Messungen stetigeren Verlauf. Auffallend ist, dass sich die Phase der initialen Drallausbildung über einen weiteren Kurbelwinkelbereich erstreckt. Der Grund hierfür ist offensichtlich, wenn man sich einen Mittelwert der in Abbildung 8-71 gezeigten Kurven vorstellt. Grundsätzlich zeigen aber auch die gemittelten konventionellen PIV-Ergebnisse die bereits von den HS-PIV-Messungen bekannte Charakteristik. Auch die absoluten Werte der anhand der konventionellen Messungen ermittelten Drallzahlen entsprechen den Werten, die über die Vektorfelder der High-Speed-Messungen berechnet wurden. So liegt beispielsweise die räumlich gemittelte Drallzahl bei $\theta = 240^\circ \text{KW nGOT}$ in Abbildung 8-72 bei ca. 2,7. Der Mittelwert der drei in Abbildung 8-71 gezeigten Kurven liegt zum gleichen Zeitpunkt ebenfalls im Bereich von 2,7.

8.4 Kinetische Energie und Turbulenz

Wie in Kapitel 7 bereits ausgeführt, bestimmen die kinetische Energie der Zylinderinnenströmung sowie deren Turbulenzniveau die Vorgänge im Brennraum ganz wesentlich (22), (138), (139), (67), (140). Insbesondere der Turbulenz kommt bei der effizienten und sauberen Umsetzung des Kraftstoffs im Motor eine Schlüsselrolle zu. Die folgenden Abschnitte sind deshalb der Analyse der kinetischen Energie und der turbulenten kinetischen Energie der Zylinderinnenströmung des 2V-Dieselmotors gewidmet. Da, wie in Abschnitt 7.2 beschrieben, bezüglich der Frage, wie turbulente Größen der Motorströmung zu bestimmen sind, kein Konsens herrscht, wurde hier die turbulente kinetische Energie erst über die klassische Reynolds-Zerlegung ermittelt und dann, exemplarisch für einen Fall, die Turbulenzberechnung mittels Proper Orthogonal Decomposition durchgeführt.

8.4.1 Analyse der kinetischen Energie und der turbulenten kinetischen Energie

Um die Brennraumströmung hinsichtlich ihrer kinetischen Energie sowie ihrer turbulenten kinetischen Energie bewerten und vergleichen zu können, wurde diese, wie in Abschnitt 7.2 beschrieben, mittels Phasenmittelung und klassischer Reynolds-Zerlegung für alle Vektorfelder berechnet. Dabei ist zu betonen, dass für diese Berechnung nur die zwei gemessenen Geschwindigkeitskomponenten verwendet wurden und die dritte Komponente unberücksichtigt blieb. Außerdem sei nochmals darauf hingewiesen, dass sich die Ergebnisse immer nur auf eine diskrete Messebene beziehen und somit kein im Sinne der Thermodynamik geschlossenes System betrachtet wird.

In Abbildung 8-73 sind die in der Ebene $z = 10$ mm gemessenen Verläufe der kinetischen und der turbulenten kinetischen Energie für die Drehzahlen $n = 500, 1000, 1500$ und 2000 min^{-1} und einen Saugrohrdruck von $p_L = 1,2$ bar aufgetragen. Betrachtet wird der Bereich von Gaswechsel- bis Zünd-OT. Dargestellt ist das Phasenmittel der jeweils über das Vektorfeld räumlich gemittelten kinetischen bzw. der turbulenten kinetischen Energie. Die „Fehlerbalken“ repräsentieren die Standardabweichung der Ensemblemittel für jeden Messzeitpunkt. Das Phasenmittel umfasst für $n = 500, 1000$ und 2000 min^{-1} jeweils 100 Zyklen und für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ 230 Zyklen. Die zeitliche Auflösung beträgt für $n = 500 \text{ min}^{-1}$ 1°KW , für $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ 2°KW , für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ 3°KW und für $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ 4°KW , siehe Tabelle 6-3.

Die Graphen in Abbildung 8-73 zeigen, dass sich die kinetische sowie die turbulente kinetische Energie während des Ansaug- und Kompressionstaktes für alle vier Drehzahlen grundsätzlich mit der gleichen Charakteristik entwickeln. So steigen sowohl kinetische Energie als auch turbulente kinetische Energie für alle Drehzahlen während der frühen Ansaugphase massiv an. Dies ist durch das mit hoher Geschwindigkeit durch den sich öffnenden Ventilsplatt in den Brennraum strömende Gas und den sich beschleunigenden Kolben zu erklären. Nachdem sich der Kolben ab Mitte des Einlasstaktes wieder beginnt zu verlangsamen und nachdem das Einlassventil seinen Maximalhub erreicht hat und beginnt, sich wieder zu schließen, nimmt die Geschwindigkeit des in den Brennraum strömenden Gases ab. Dies hat zur Folge, dass sowohl kinetische als auch turbulente kinetische Energie im Verlauf der zweiten Hälfte des Ansaugtaktes ebenfalls deutlich abfallen. Bis zu diesem Zeitpunkt verlaufen die kinetische sowie die turbulente kinetische Energie für alle Drehzahlen mehr oder weniger parallel, wobei die turbulente kinetische Energie immer ca. 50% der kinetischen Energie ausmacht. Dieser Zusammenhang löst sich allerdings mit Beginn der Kompressionsphase auf. Die kinetische Energie steigt während der ersten Hälfte der Kompressionsphase wieder deutlich an. Ihr Maximum während der Kompression erreicht die kinetische Energie für alle Drehzahlen bei ca. $\theta = 250^\circ\text{KW nGOT}$. Hier ist sie in allen vier Fällen immer ungefähr doppelt so hoch wie 70°KW zuvor, bei UT.

Im weiteren Verlauf des Kompressionstaktes nimmt die kinetische Energie wieder ab, bevor sie dann vor Eintritt der Strömung in die Kolbenmulde wieder kurzzeitig leicht ansteigt. In der Mulde schwankt die

kinetische Energie der Strömung dann auf leicht niedrigerem Niveau. Kurz vor Erreichen des oberen Totpunkts fällt die kinetische Energie stark ab. Dies ist dadurch zu begründen, dass diese Messungen unmittelbar über dem Muldenboden gemacht wurden ($\text{Abstand} \leq 1\text{mm}$) und die Strömung in dieser Wandgrenzschicht signifikant an kinetischer Energie verliert.

Die turbulente kinetische Energie hingegen steigt im Gegensatz zur kinetischen Energie nach Erreichen des unteren Totpunktes nicht wieder an, sondern fällt über fast den gesamten Kompressionstakt kontinuierlich ab; ein ähnliches Verhalten wird von Voisine et al. (21) bzw. Lumley (22) beschrieben. Demnach klingt die vom Ansaugprozess generierte Turbulenz bis zum Erreichen des Zünd-OT ab. Zu erklären ist dies damit, dass während der Kompression die Viskosität des Arbeitsgases zunimmt und dadurch die Dissipation kleiner Skalen beschleunigt wird. Ihr Minimum erreicht die turbulente kinetische Energie unabhängig von der Motordrehzahl bei ca. $\theta = 310^\circ\text{KW nGOT}$. Hier beträgt sie nur noch ungefähr 10% des Wertes, der zuvor bei UT gemessen wurde. Nach $\theta = 310^\circ\text{KW nGOT}$ steigt die turbulente kinetische Energie wieder erst leicht und kurz vor Erreichen des oberen Totpunkts dann stärker an. Dieser Anstieg der Turbulenz ist auf die Quetschspaltströmung zurückzuführen. Sie stört die relativ kohärente Drallströmung, wodurch sich eine Erhöhung des Turbulenzniveaus ergibt. Dieser Effekt ist, wie in Abschnitt 2.5 erwähnt, gewünscht und notwendig für eine ausreichend gute Gemischbildung und eine schnelle Verbrennung. Dass dieser Prozess durch die Messungen abgebildet werden kann, unterstreicht deren hohe Qualität selbst nahe OT.

Warum sich aber die kinetische Energie und die turbulente kinetische Energie im Kompressionstakt in der hier betrachteten Messebene so deutlich unterschiedlich verhalten, ist durch die Betrachtung der Graphen in Abbildung 8-73 nicht zu klären.

Zyklische Schwankungen der Strömungsenergie werden durch die Standardabweichung verdeutlicht. Es ist eindeutig zu erkennen, dass für alle in Abbildung 8-73 dargestellten Fälle die Standardabweichung und damit auch die Schwankung von Zyklus zu Zyklus am Anfang bzw. in der Mitte der Ansaugphase am höchsten ist. Die von Eva Brußies (12) durchgeführte simulative Analyse der Einlassströmung zeigt, dass durch die Umströmung des Einlassventilschafts und -tellers starke Strömungsfuktuationen entstehen, die im Volumenmittel eine hohe, mittlere turbulente kinetische Energie der Einlassphase erzeugen. Laut Brußies werden Turbulenz- und Zyklenunterschiede hauptsächlich durch diese Strömung beeinflusst. Sowohl im weiteren Verlauf des Ansaugvorgangs als auch über weite Teile des Kompressionstakts hinweg nehmen die Schwankungen der Energie des Strömungsfelds erheblich ab, zumindest bezogen auf den absoluten Wert der Standardabweichung. Betrachtet man jedoch die Höhe der Standardabweichung in Relation zum jeweiligen Wert der kinetischen bzw. turbulenten kinetischen Energie, ergibt sich ein interessantes Verhalten. Es zeigt sich, dass bezogen auf die kinetische Energie die relativen Schwankungen zwischen Ansaug- und Kompressionsphase ebenfalls abnehmen. So beträgt bei $n = 1500\text{ min}^{-1}$ die Standardabweichung bei $\theta = 90^\circ\text{KW nGOT}$ ca. 17% der kinetischen Energie, bei $\theta = 180^\circ\text{KW nGOT}$ ca. 15% und bei $\theta = 270^\circ\text{KW nGOT}$ nur noch ca. 10%. Bei der turbulenten kinetischen Energie stellt sich die Entwicklung allerdings etwas anders dar. Hier kommt die Standardabweichung bei $\theta = 90^\circ\text{KW nGOT}$ auf ca. 21% des Werts der turbulenten kinetischen Energie, bei $\theta = 180^\circ\text{KW nGOT}$ auf ca. 28% und bei $\theta = 270^\circ\text{KW nGOT}$ sogar auf ungefähr 80%. Dies bedeutet zum einen, dass die Zyklusschwankungen relativ zur Höhe der turbulenten kinetischen Energie zwischen Ansaug- und Kompressionstakt zunehmen, und zum anderen, dass in Teilen der Kompressionsphase die Zyklusschwankungen in der gleichen Größenordnung wie die turbulente kinetische Energie selbst liegen (142). Angemerkt sei hier, dass die Motorsimulation (LES) von Eva Brußies (12) den gleichen charakteristischen Verlauf der turbulenten kinetischen Energie zeigt. Insbesondere in der Ansaugphase liegt ihr Wert aber über dem des Experiments. Ursache hierfür ist vermutlich, dass die LES gerade in der Ansaugphase einen im Vergleich zum Experiment weiteren Teil des Turbulenzspektrums auflösen kann.

Auffällig ist in Abbildung 8-73 auch die Entwicklung der Standardabweichung in Prozent über der Motordrehzahl. Für $\theta = 180^\circ\text{KW nGOT}$ macht die Standardabweichung bei $n = 500\text{ min}^{-1}$ 23% der

kinetischen Energie aus. Bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ sind es ca. 18%, bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ nur noch 15% und bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ schließlich nur noch 11%. Für die turbulente kinetische Energie verringert sich die relative Höhe der Standardabweichung bei $\theta = 180^\circ \text{KW nGOT}$ von ca. 50% bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$ und ca. 29% bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ über 26% bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ hin zu 19% bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$.

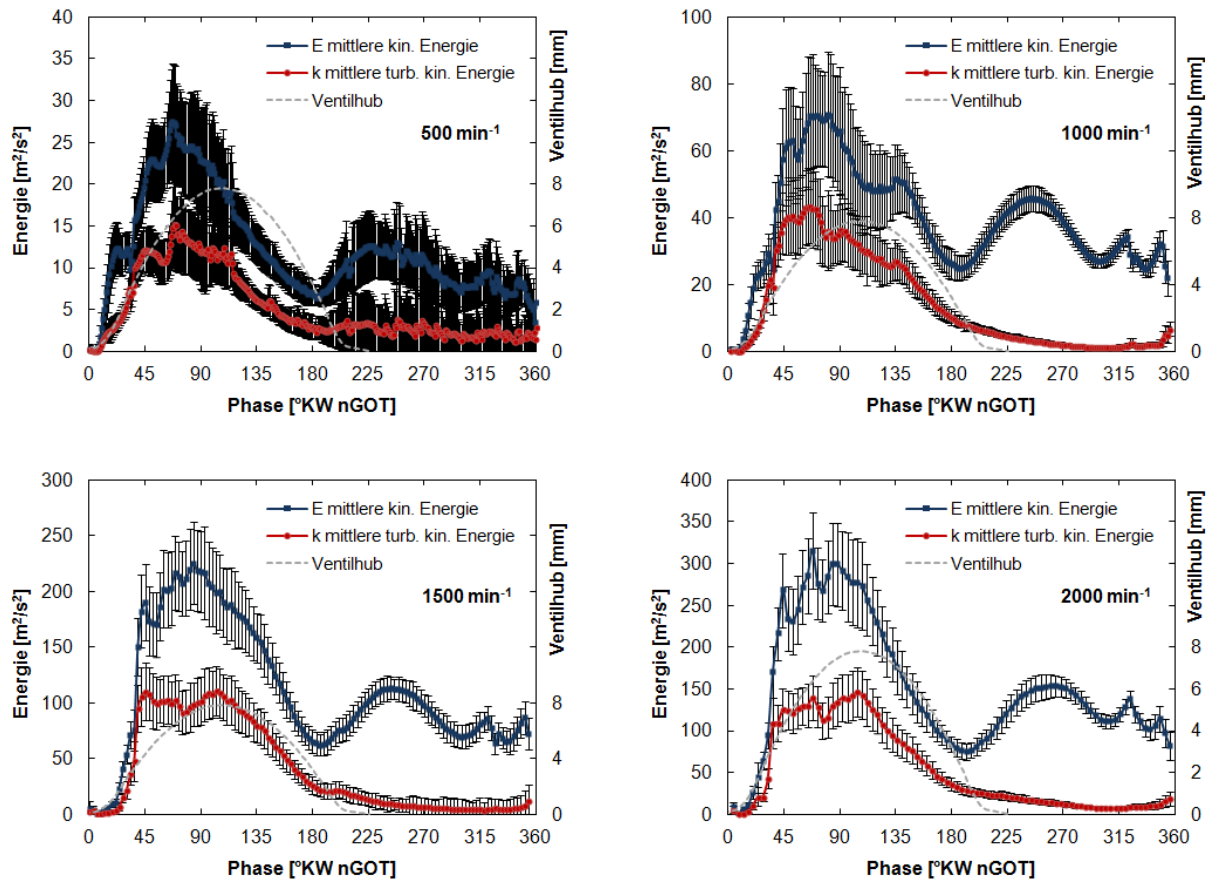


Abbildung 8-73: Phasengemittelte, räumlich gemittelte kinetische und turbulente kinetische Energie für $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $p_L = 1,2 \text{ bar}$, Bereich $\theta = 0 - 360^\circ \text{KW nGOT}$ (Drehzahl normierte Darstellung im Anhang in Abbildung 0-12)

Abbildung 8-74 zeigt den Verlauf der kinetischen und der turbulenten kinetischen Energie in der Messebene $z = 40 \text{ mm}$ für die vier Drehzahlen von $n = 500$ bis 2000 min^{-1} . Der Ladedruck liegt unverändert bei $p_L = 1,2 \text{ bar}$. Bei der Betrachtung der Verläufe fällt auf, dass für alle Drehzahlen die kinetische Energie bei ca. $\theta = 80^\circ \text{KW nGOT}$, dem Zeitpunkt, zu dem die Messebene die Kolbenmulde verlässt, sprunghaft ansteigt. Ein ähnliches Verhalten, wenn auch deutlich weniger stark ausgeprägt, zeigt die turbulente kinetische Energie. Wie schon in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ beobachtet, fallen sowohl kinetische als auch turbulente kinetische Energie in der zweiten Hälfte des Ansaugtaktes stark ab. Bemerkenswert ist dabei, dass sich die Charakteristik des Abfalls der kinetischen Energie abhängig von der Drehzahl leicht unterscheidet. Fällt die Energie des Strömungsfelds bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ praktisch monoton über den Zyklus ab, so stagniert der Abfall bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$ und $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ in einem Bereich von ca. $\theta = 120^\circ \text{KW}$ bis $\theta = 170^\circ \text{KW nGOT}$ in einem Plateau. Für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ ist im gleichen Bereich sogar ein Anstieg der kinetischen Energie zu erkennen. Dieser erinnert an den in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ beobachteten Anstieg der kinetischen Energie. In der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ -Ebene fällt er allerdings weniger deutlich aus und erfolgt außerdem ca. 60°KW früher als in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$.

Im Gegensatz dazu zeigt die turbulente kinetische Energie über der Drehzahl ein einheitliches Verhalten. Sie sinkt nach dem kurzen Anstieg zu Beginn der Messungen für alle vier Drehzahlen kontinuierlich über dem betrachteten Kurbelwinkelbereich ab. Da in der Ebene $z = 40$ mm die Quetschspaltströmung bzw. eine radial ins Innere der Mulde gerichtete Strömung praktisch keine Rolle spielen, erfolgt am Ende der Messungen, kurz bevor der Kolben das Messfenster schließt, auch kein nennenswerter Anstieg der Turbulenz. Über weite Teile des Ansaug- und Kompressionstaktes, siehe beispielsweise $\theta = 100 - 150^\circ \text{KW nGOT}$, macht die turbulente kinetische Energie ca. ein Drittel der gesamten Energie des Strömungsfeldes aus.

Die Standardabweichung als Maß für Zyklusschwankungen zeigt, dass auch in der Ebene $z = 40$ mm die Strömung im Ansaugtakt stärker schwankt als im Kompressionstakt. Grundsätzlich nehmen für alle Drehzahlen die Schwankungen während Ansaugphase und Kompression deutlich ab. Für $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ fällt die Standardabweichung insbesondere in der Einlassphase im Vergleich zu den andern Drehzahlen hoch aus. Hier ist aber zu vermuten, dass die erhöhte Standardabweichung eher auf die Messung als auf die Strömung selbst zurückzuführen ist. Die relative Höhe der Standardabweichung, bezogen auf kinetische bzw. turbulente kinetische Energie, nimmt im Falle der turbulenten kinetischen Energie tendenziell über der Drehzahl ab. So macht bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$ die Standardabweichung bei UT ca. 24% der turbulenten kinetischen Energie aus und bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ nur noch ca. 18%. Die relative Standardabweichung der kinetischen Energie bleibt über der Drehzahl mehr oder weniger konstant.

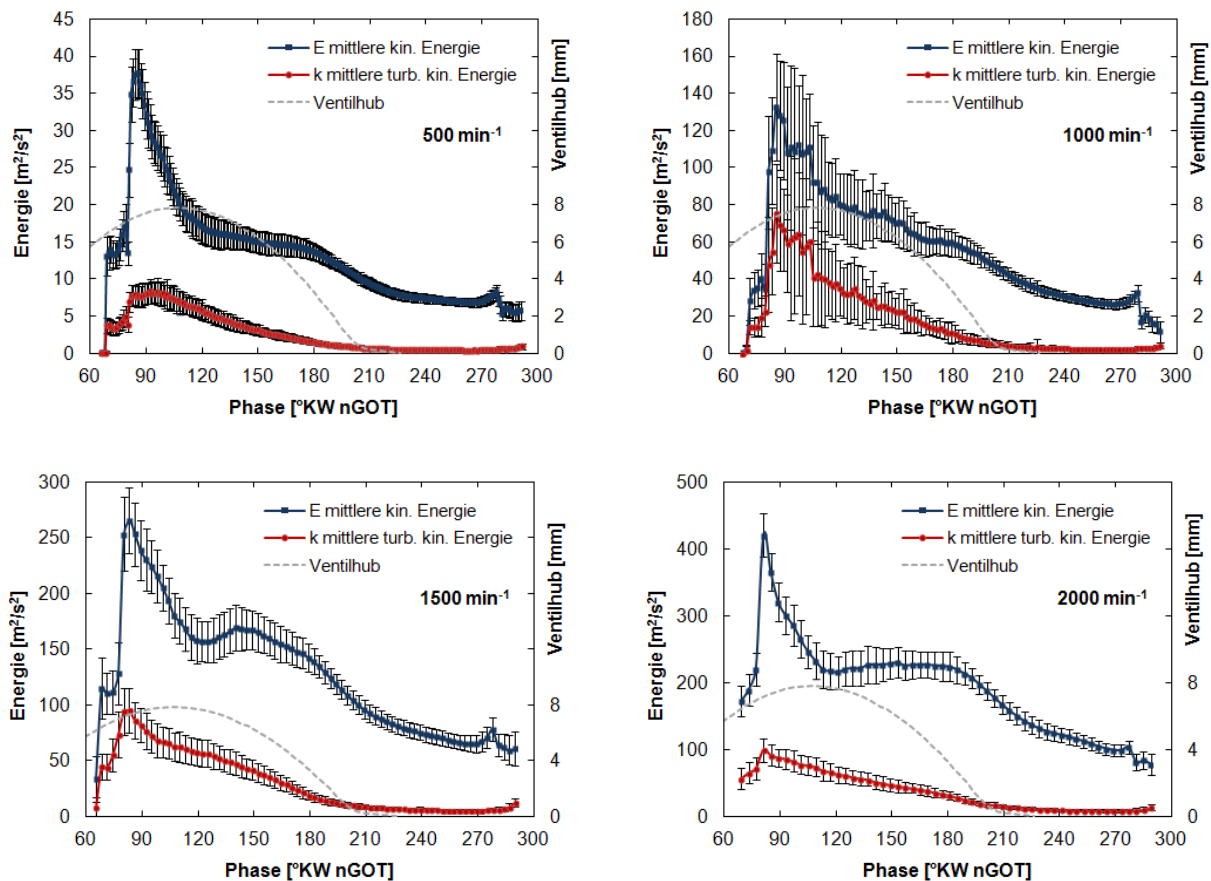


Abbildung 8-74: Phasengemittelte, räumlich gemittelte kinetische und turbulente kinetische Energie für $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ in der Ebene $z = 40$ mm bei $p_L = 1,2$ mm, Bereich $\theta = 68 - 292^\circ \text{KW nGOT}$ (Drehzahl normierte Darstellung im Anhang in Abbildung 0-13)

Die in der dritten High-Speed Messebene, $z = 70$ mm unter dem Zylinderkopf, ermittelten Verläufe für kinetische und turbulente kinetischen Energie sind in Abbildung 8-75 dargestellt. Betrachtet werden die vier

bereits bekannten Drehzahlen in einem Phasenbereich von $\theta = 114^\circ\text{KW}$ bis $\theta = 248^\circ\text{KW}$ nGOT. Der Ladedruck beträgt wie bei den vorangegangenen Messungen $p_L = 1,2$ bar. Auffällig ist auch hier wieder, dass die kinetische Energie unabhängig von der Drehzahl mit Austritt der Messebene aus der Kolbenmulde sprunghaft ansteigt. Im Vergleich zur Ebene $z = 40$ mm bleibt der Anstieg in diesem Fall aber wesentlich moderater. Gut zu erkennen ist außerdem, dass die Energie des Strömungsfelds im Kompressionstakt bei Wiedereintritt der Messebene in die Mulde schlagartig um einen vergleichbaren Betrag absinkt. Der Verlauf der kinetischen Energie zwischen Austritt und Wiedereintritt in die Mulde gleicht insbesondere für $n = 500 \text{ min}^{-1}$ und $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ sehr stark dem eines exponentiellen Abklingvorgangs. Zu keinem Zeitpunkt ist für keine der Drehzahlen ein Wiederanstieg bzw. ein Plateau der kinetischen Energie zu erkennen.

Die turbulente kinetische Energie klingt auf ähnliche Weise wie die kinetische Energie ab, allerdings auf einem deutlich geringeren Niveau. So macht die turbulente kinetische Energie für die Drehzahlen $n = 500, 1000, 1500 \text{ min}^{-1}$ nur noch ca. ein Fünftel bis ein Sechstel der kinetischen Energie aus. Bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ verbleibt sogar nur noch ca. ein Zehntel der Energie. Offensichtlich macht die turbulente kinetische Energie mit zunehmendem Abstand vom Zylinderkopf einen immer kleiner werdenden Anteil an der Gesamtenergie des Strömungsfeldes aus. Dies ist vermutlich damit zu begründen, dass die Strömung in der Ebene $z = 70$ mm während des gesamten Messbereichs bereits von einer voll ausgebildeten, kohärenten Drallströmung dominiert wird. Diese Strömung scheint dabei einerseits kaum von kleinskaliger Turbulenz überlagert zu sein und andererseits ändert sich ihre kohärente Struktur von Zyklus zu Zyklus augenscheinlich nur so unwesentlich, dass auch die daraus resultierenden Geschwindigkeitsfluktuationen keinen großen Beitrag zur turbulenten kinetischen Energie leisten, siehe Abschnitt 8.2.2. In der Ebene $z = 10$ mm ist die Strömung im Ansaugtakt ungeordnet und von Wirbelstrukturen geprägt, die sich über einen weiten Größen-skalenbereich erstrecken. Dadurch sind sowohl das Turbulenzniveau wie auch die zyklische Variabilität deutlich höher, sodass die turbulente kinetische Energie hier ca. 50% der Gesamtenergie ausmacht.

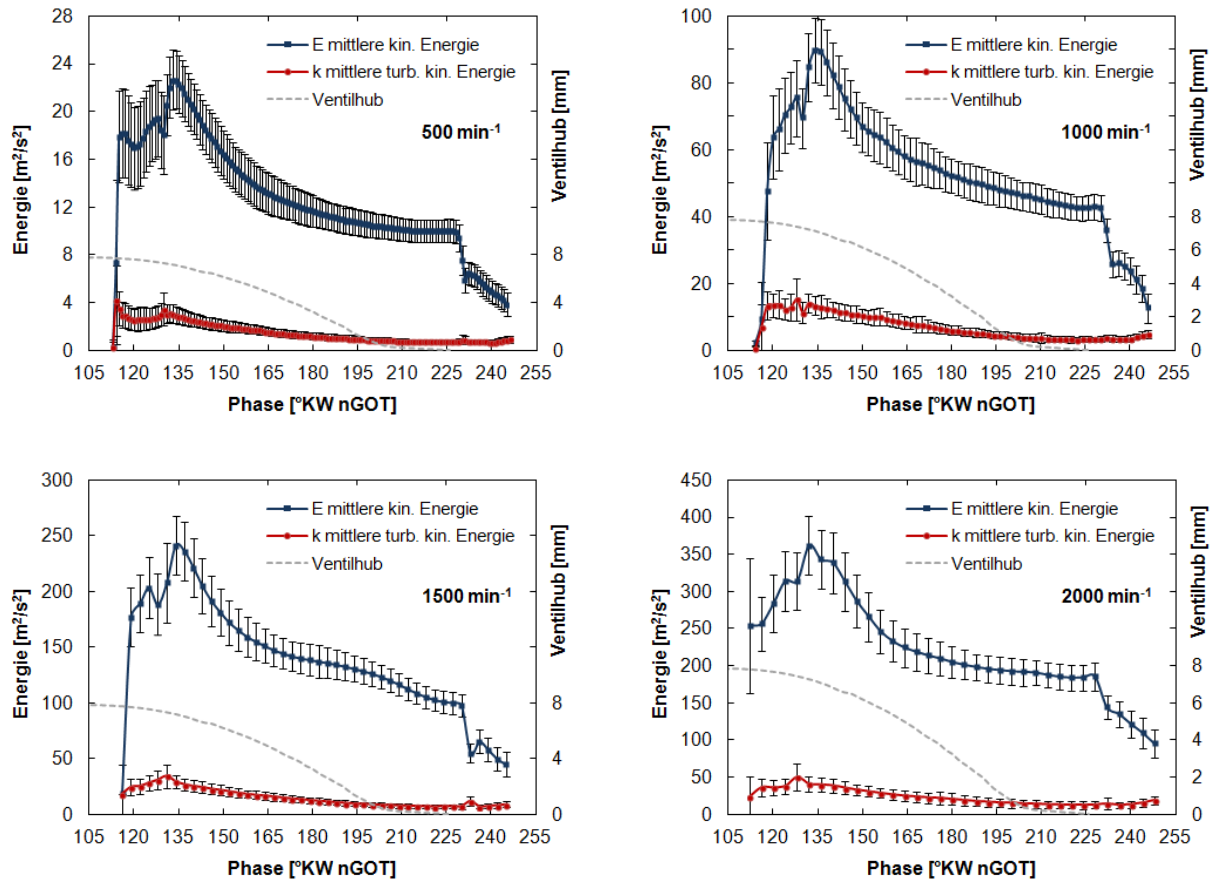


Abbildung 8-75: Phasengemittelte, räumlich gemittelte kinetische und turbulente kinetische Energie für $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ bei $p_L = 1,2 \text{ mm}$, Bereich $\theta = 114 - 248^\circ \text{KW nGOT}$ (Drehzahl normierte Darstellung im Anhang in Abbildung 0-14)

Die Betrachtung der Standardabweichungen der kinetischen und turbulenten kinetischen Energie zeigt, dass die Zyklusschwankungen für beide Größen und alle vier Drehzahlen hinsichtlich ihrer absoluten Werte zwischen Ansaugphase und Kompressionstakt sinken. Allerdings geschieht dies weniger stark als in den anderen Messebenen zu beobachten war. Bezieht man die Standardabweichung auf den jeweiligen Energiewert, so ergibt sich, dass die Standardabweichung für alle Drehzahlen prozentual sowohl für die kinetische als auch für die turbulente kinetische Energie über das gesamte Messfenster nahezu konstant bleibt. Erstaunlicherweise bleibt die prozentuale Standardabweichung in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ auch über die Drehzahlen hinweg konstant, soll heißen, die Intensität der Zyklusschwankungen nimmt hier nicht mehr, wie zuvor gezeigt, mit steigender Drehzahl ab.

Abbildung 8-76 zeigt die bereits aus Abbildung 8-73 und Abbildung 8-75 bekannten Verläufe der kinetischen sowie der turbulenten kinetischen Energie in anderer Darstellung. Die unterschiedlichen Drehzahlen wurden hier entsprechend der Messebene jeweils in einem Graph für die kinetische (links) sowie für die turbulente kinetische Energie (rechts) zusammengefasst. Diese Darstellung zeigt, dass beide Energien in allen drei Ebenen mit der Drehzahl ansteigen. Eine Drehzahl normierte Darstellung dieser Graphen findet sich im Anhang in Abbildung 0-12 bis Abbildung 0-14. Dieses Verhalten entspricht der Erwartung. Insbesondere ein Anstieg der turbulenten kinetischen Energie mit der Drehzahl ist beispielsweise in Ottomotoren Voraussetzung dafür, dass die turbulente Flammenfortschrittsgeschwindigkeit ebenfalls mit der Motordrehzahl zunehmen kann. Dies wiederum stellt sicher, dass die Umsetzung des Kraftstoffs im Motor, unabhängig von dessen Drehzahl, im ungefähr gleichen Kurbelwinkelbereich stattfindet. Würde die Turbulenz nicht mit der Drehzahl ansteigen, wäre ein dynamischer Betrieb des Motors nicht möglich.

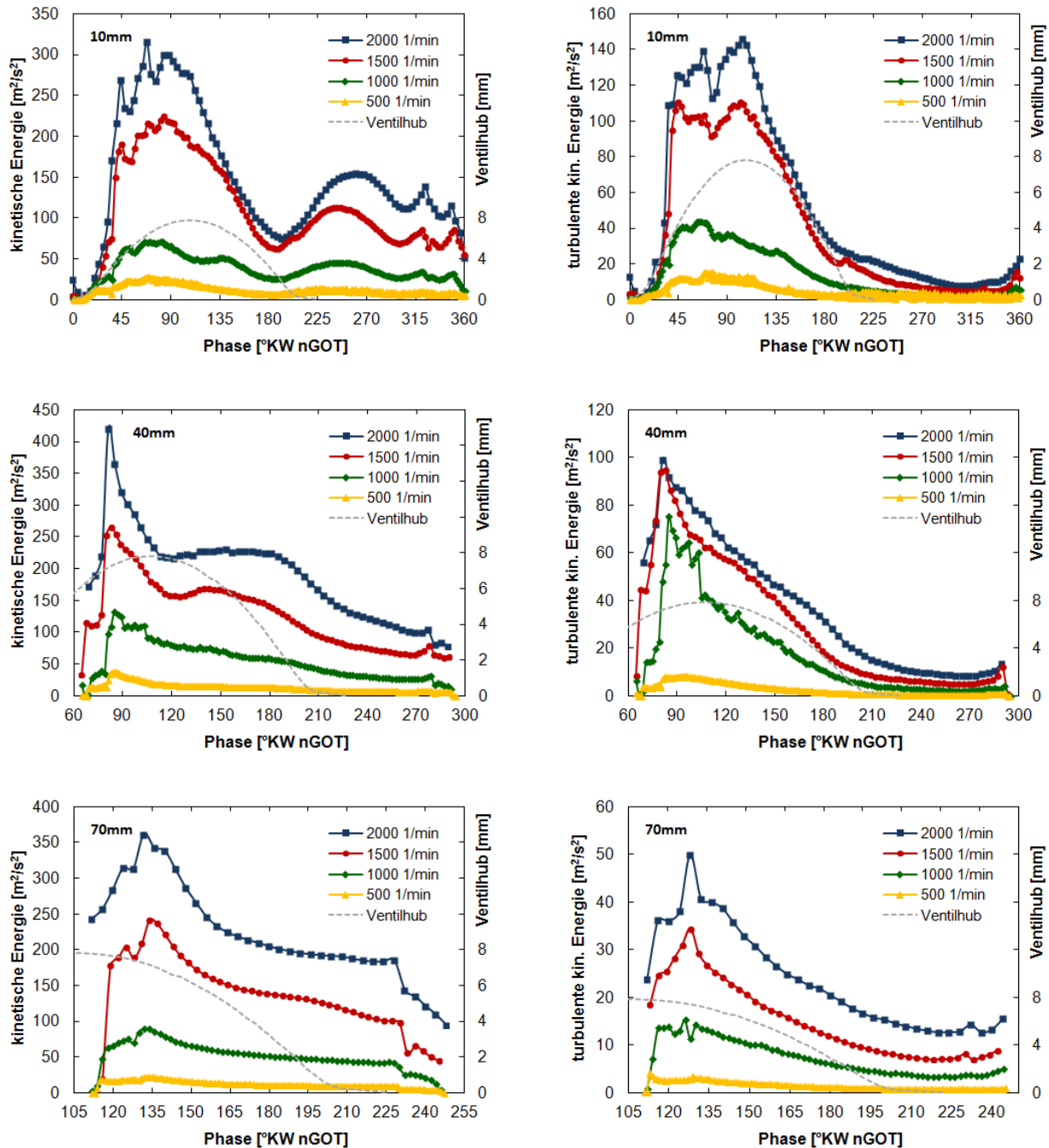


Abbildung 8-76: Phasengemittelte, räumlich gemittelte kinetische und turbulente kinetische Energie, Ebene $z = 10$, 40 , 70 mm für die Drehzahlen $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ bei $p_L = 1,2 \text{ bar}$ (Drehzahl normierte Darstellung im Anhang in Abbildungen 0-12 bis 0-14)

Betrachtet man die verschiedenen Verläufe bei UT, so stellt man fest, dass die kinetische Energie und auch die turbulente kinetische Energie in erster Näherung linear mit der Drehzahl skalieren. Dies gilt im Prinzip auch für die Ansaugphase. Die turbulente kinetische Energie in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ stellt dabei allerdings einen leichten Ausreißer dar. Auch in der Kompressionsphase skalieren die Energien in allen Ebenen näherungsweise linear mit der Drehzahl. Auch für die kinetische Energie in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ trifft dies zu. In der hier gewählten Darstellung wird aber dennoch deutlich, dass sich die kinetische Energie in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ hinsichtlich ihrer Charakteristik von den anderen Messungen abhebt. Der für alle Drehzahlen zu erkennende, klare Anstieg der kinetischen Energie in der Mitte der Kompressionsphase, der gleichzeitig praktisch keinen Einfluss auf die turbulente kinetische Energie zu haben scheint, wird so nur in

der Ebene $z = 10$ mm beobachtet. Etwas früher und in deutlich abgeschwächter Form lässt sich ein ähnliches Phänomen noch in der Ebene $z = 40$ mm für die Drehzahlen $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ und $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ beobachten.

Erklären lässt sich dieses Phänomen möglicherweise durch die Betrachtung der Drallzahl und deren Entwicklung in Abbildung 8-71. Deutlich ist zu erkennen, dass der Anstieg der kinetischen Energie in der Ebene $z = 10$ mm sehr gut mit dem Anstieg der Drallzahl korreliert. Die kinetische Energie des Strömungsfelds wächst also offensichtlich im Kompressionstakt mit zunehmend kohärenter werdender Drallströmung an. Für die Ebene $z = 40$ mm hat diese Erklärung ebenfalls ihre Gültigkeit. Auch hier steigt bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ die kinetische Energie gleichzeitig mit der Drallzahl. Man kann sich also vorstellen, dass sich die Drallströmung vom unteren Teil des Brennraums her erst in der Ebene $z = 40$ mm, dann in der Ebene $z = 10$ mm etabliert. Der großskalige Drallwirbel, der sich also von unten in die Betrachtungsebene schiebt, führt dabei zu einer Erhöhung der kinetischen Energie des Strömungsfelds, ohne gleichzeitig aufgrund seiner Kohärenz einen Beitrag zur turbulenten kinetischen Energie zu leisten. Eine Methode, mit der diese Hypothese eventuell verifiziert werden könnte, ist die in Abschnitt 7.2 vorgestellte Proper Orthogonal Decomposition.

In Abbildung 8-77 und Abbildung 8-78 sind exemplarisch für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ die Verläufe der kinetischen und der turbulenten kinetischen Energie für sämtliche drei High-Speed-Messebenen aufgetragen. Diese Art der Darstellung erlaubt es, die Entwicklung der kinetischen Energie und der Turbulenz während Ansaugtakt und Kompression quasi räumlich zu betrachten. Es ist zu erkennen, dass in der Einlassphase die kinetische Energie in den Ebenen $z = 40$ mm und $z = 70$ mm höher ist als in der Ebene $z = 10$ mm unter dem Zylinderkopf. Grund hierfür ist vermutlich, dass ein erheblicher Teil der Strömungsenergie des in den Zylinder eintretenden Gases in der von der PIV-Messung nicht mit erfassten, vertikalen Geschwindigkeitskomponente steckt. Die kinetische Energie dieser vertikalen Bewegung wird weiter unten im Brennraum von Zylinder und Kolben in die Horizontale gedreht und dadurch zugänglich für die Messung. In der frühen Kompressionsphase scheint die im unteren Teil des Zylinder rotierende Ladung das Gas im darüber liegenden Teil anzuschieben, wodurch ein Transfer an kinetischer Energie von den unteren Ebenen in die obere Ebene stattfindet. Letztendlich nähern sich alle drei Verläufe einem gemeinsamen Niveau.

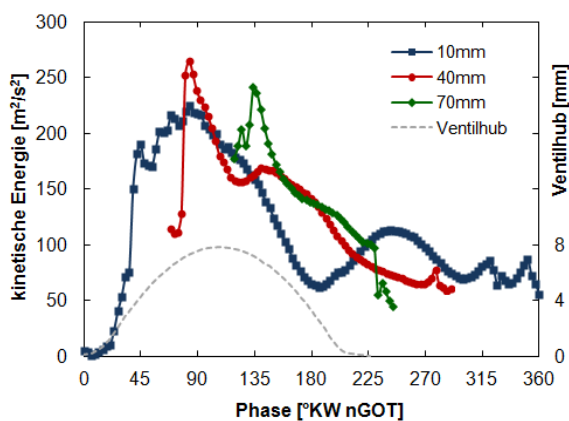


Abbildung 8-77: Phasengemittelte, räumlich gemittelte kinetische Energie in den Ebenen $z = 10, 40, 70$ mm für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ bei $p_L = 1,2$ bar

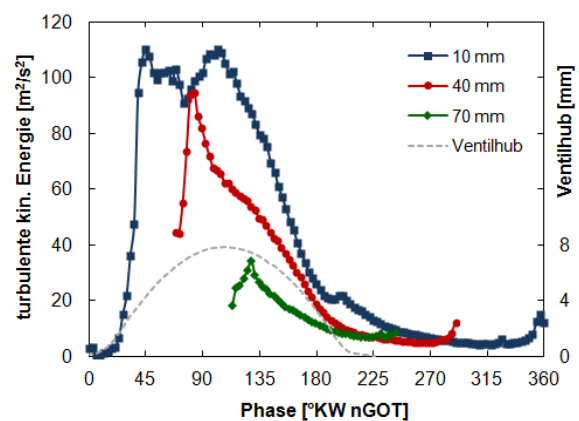


Abbildung 8-78: Phasengemittelte, räumlich gemittelte turbulente kinetische Energie in den Ebenen $z = 10, 40, 70$ mm für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ bei $p_L = 1,2$ bar

Für die turbulente kinetische Energie ist die Lage eine andere, da für sie die Umlenkung der Ventilströmung keine Rolle spielt. So ist auch im Ansaugtakt die Energie in der Ebene $z = 10$ mm aufgrund der dort vorherrschenden, kleinskaligen und unstrukturierten Strömung am höchsten. In der Ebene $z = 40$ mm, in der sich die Strömung schon als erheblich geordneter darstellt, ist die turbulente kinetische Energie deshalb auch bereits signifikant geringer. In der Ebene $z = 70$ mm, in der das Strömungsfeld schon von Beginn der

Erfassung an sehr geordnet erscheint und ein voll ausgebildeter Drallwirbel bereits existiert, ist die turbulente kinetische Energie trotz der auch hier gemessenen hohen Geschwindigkeiten deutlich geringer als in den darüber liegenden Messebenen. Es fällt auf, dass sie in allen drei Messebenen mit einer ähnlichen Rate abnimmt und sich asymptotisch demselben Niveau annähert. Die im Ansaugtakt generierte, hohe turbulente kinetische Energie ist dabei schon kurz nach UT bereits wieder größtenteils dissipiert. Hervorzuheben ist wiederum der Einfluss der Quetschspaltströmung, die das Turbulenzniveau kurz vor dem oberen Totpunkt nochmals um ca. Faktor drei (des Minimalwerts) anhebt. Ein weiteres, sehr interessantes Charakteristikum des Verlaufs in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ ist dessen kurzzeitige, leichte Erhöhung bei ca. $\theta = 200^\circ \text{KW nGOT}$. Dieser kurze Anstieg der turbulenten kinetischen Energie steht vermutlich in Verbindung mit dem Schließen des Einlassventils. So beschleunigt sich das einströmende Gas im sich verengenden Ventilsplatt noch mehr kurz, bevor dieser sich ganz schließt. Dieser Gasimpuls führt dann im ventilnahen Bereich zu einer kurzzeitigen Erhöhung des Turbulenzniveaus. Da dieses Phänomen aber nur bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ auftritt, ist davon auszugehen, dass es sich dabei um einen Effekt der Saugrohrdynamik handelt. So laufen im Saugrohr eines Verbrennungsmotors permanent Druckwellen hin und her, die an Wänden bzw. offenen Enden reflektiert werden. Kommt eine solche Druckwelle genau zum Zeitpunkt „Einlass schließt“ am Ventil an, „drückt“ diese Welle nochmals zusätzliches Gas in den Brennraum. Da die Propagationsgeschwindigkeit der Druckwellen konstant ist (abhängig nur von der Temperatur), sich die Motordrehzahl und damit die Periode der Druckschwingungen und die Laufzeit der Druckwellen in Grad Kurbelwinkel aber ändern, funktioniert diese Art der Ladungserhöhung bei konstanter Saugrohlänge nur in einem sehr engen Kurbelwinkelbereich. Dies erklärt, dass dieser Effekt nur bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ zu beobachten ist. Eine Erweiterung des „Aufladebereichs“ ist durch Schaltsaugrohre möglich (181).

Die in Abbildung 8-79 dargestellten Graphen zeigen den Einfluss einer Ladedruckvariation auf die kinetische und die turbulente kinetische Energie bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ in allen drei Messebenen. Untersucht wurden Ladedrücke von $p_L = 1,0 \text{ bar}$, $1,1 \text{ bar}$ und $1,2 \text{ bar}$. Die Phasenmittelung erfolgte dabei über 100 Zyklen für die Fälle $p_L = 1,0 \text{ bar}$ und $1,1 \text{ bar}$ sowie über 230 Zyklen für $p_L = 1,2 \text{ bar}$.

Die Betrachtung der Ergebnisse der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ zeigen, dass es sowohl für die kinetische als auch für die turbulente kinetische Energie in der Ansaugphase gewisse Unterschiede zwischen den verschiedenen Ladedrücken gibt. Wird nur der Maximalwert betrachtet, den die kinetische Energie in der Ansaugphase erreicht, so scheint dieser mit dem Ladedruck leicht zu steigen. Für die turbulente kinetische Energie gilt dies im Einlasstakt nicht. Sie liegt hier für $p_L = 1,0 \text{ bar}$ höher als für $p_L = 1,1 \text{ bar}$. Die höchste turbulente kinetische Energie wird allerdings auch hier für $p_L = 1,2 \text{ bar}$ ermittelt. Auffallend ist, dass sich anfängliche Unterschiede der kinetischen und der turbulenten kinetischen Energie schon in der zweiten Hälfte des Ansaugtakts, noch vor Erreichen des unteren Totpunkts, weitgehend egalisiert haben. In der Kompressionsphase liegen dann auch kinetische Energie und Turbulenz für alle drei Ladedrücke praktisch übereinander. Mit leichten Einschränkungen gilt dies ebenfalls für die Ebenen $z = 40 \text{ mm}$ und $z = 70 \text{ mm}$. Zwar heben sich die Verläufe der kinetischen Energie bei $p_L = 1,1 \text{ bar}$ in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ und bei $p_L = 1,2 \text{ bar}$ in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ geringfügig ab, das Niveau der turbulenten kinetischen Energie im Kompressionstakt unterscheidet sich aber praktisch nicht. Diese Untersuchungen zeigen somit, dass weder Schwankungen der Strömungsenergie im Ansaugtakt noch eine Veränderung des Ladedrucks einen signifikanten Einfluss auf die Intensität der Turbulenz im späten Kompressionstakt haben. Haupteinflussgröße der Turbulenz scheint damit klar die Motordrehzahl zu sein.

Hier sei allerdings nochmal angemerkt, dass es sich bei der Ladedruckvariation um eher geringe Änderungen des Drucks im Saugrohr handelt, die eventuell zur Auflösung des Ladedruckeinflusses nicht optimal geeignet sind.

Die Messungen in Abbildung 8-79 zeigen außerdem, dass der zuvor beschriebene Auflade- bzw. Turbulenzeffekt durch eine Druckwelle, die bei „Einlass schließt“ das Ventil erreicht, ebenfalls kaum vom Druckniveau im Saugrohr beeinflusst wird und für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ reproduzierbar auftritt.

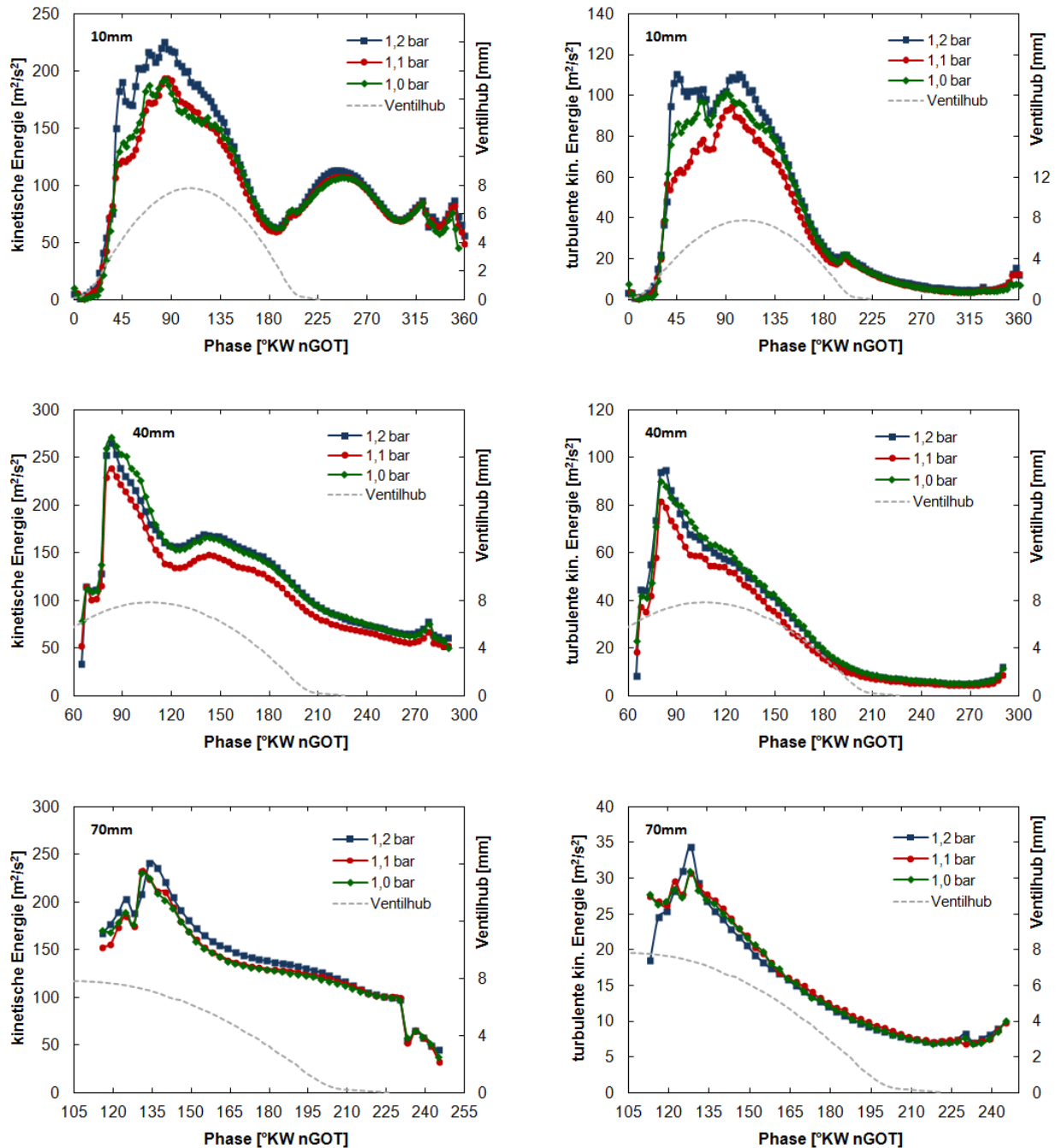


Abbildung 8-79: Phasengemittelte, räumlich gemittelte kinetische und turbulente kinetische Energie in den Ebenen $z = 10, 40, 70$ mm für die Ladedrücke bei $p_L = 1,0 - 1,2$ bar bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$

8.4.2 Exemplarische Turbulenzberechnung mittels Proper Orthogonal Decomposition (POD)

In diesem Kapitel wird die Proper Orthogonal Decomposition (POD) als alternative Methode zur klassischen Reynoldszerlegung für die Bestimmung der turbulenten kinetischen Energie an einem exemplarischen Fall beschrieben. Ziel ist es dabei, bezogen auf die hier betrachteten Motordaten, zu untersuchen, wie sich dieser alternative Ansatz zur Turbulenzbestimmung auf die turbulente kinetische Energie auswirkt und gleichzeitig zu prüfen, inwieweit die POD-Zerlegung der Strömungsfelder Aussagen über den Beitrag von Zyklus-

schwankungen großer Strukturen zur fluktuierenden Geschwindigkeit und damit zur Turbulenz zulässt (siehe Abschnitt 7.2).

Untersucht werden High-Speed-PIV-Vektorfelder, die in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ gemessen wurden. Die Strömung im Ansaug- und Kompressionstakt wurde dabei mit einer zeitlichen Auflösung von 3°KW erfasst, sodass insgesamt 120 verschiedene Kurbelwinkel zur Verfügung stehen. Pro Kurbelwinkel (Phase) wurden 230 Zyklen aufgenommen, wodurch sich ein Gesamtumfang von 27600 Vektorfeldern ergibt. Die POD-Zerlegung dieser Vektorfelder erfolgte mittels der in LaVision DaVis 7 verfügbaren Standardfunktion. Die Zerlegung wurde dabei phasenbezogen, also 120 Mal durchgeführt. Dabei sei angemerkt, dass trotz der statistischen Konvergenz 230 Geschwindigkeitsfelder laut Cosadia et al. (121) für eine POD-Zerlegung einen relativ geringen Umfang darstellen.

In Abbildung 8-80 ist der kumulierte Verlauf der normierten Eigenmodenenergie für fünf verschiedene Phasen aufgetragen. $\theta = 90^\circ\text{KW nGOT}$ entspricht dabei der Mitte des Ansaugtaktes, $\theta = 180^\circ\text{KW nGOT}$ dem unteren Totpunkt, $\theta = 270^\circ\text{KW nGOT}$ der Mitte und $\theta = 315^\circ\text{KW nGOT}$ dem letzten Viertel des Kompressionstaktes. Auffallend ist dabei das deutlich unterschiedliche Konvergenzverhalten der betrachteten Zeitpunkte. So beinhaltet die erste POD-Mode bei $\theta = 90^\circ\text{KW nGOT}$ ca. 58% der gesamten Energie des Strömungsfeldes. Dieser Wert entspricht somit ungefähr dem, den auch Graftieaux et al. (147) für die von ihnen untersuchte Drallströmung ermittelt haben. Hier machte die erste POD-Mode ebenfalls ca. 50 - 60% der Gesamtenergie aus.

Auch im unteren Totpunkt ($\theta = 180^\circ\text{KW nGOT}$) liegt die Energie der ersten Eigenmode mit gut 64% Anteil an der Gesamtenergie noch in einem ähnlichen Bereich. Bei $\theta = 270^\circ\text{KW nGOT}$, in der Mitte des Kompressionstaktes, repräsentiert die erste Eigenmode aber schon ungefähr 92% der gesamten Strömungsenergie. 45°KW später, bei $\theta = 315^\circ\text{KW}$, beinhaltet die erste Mode sogar mehr als 94% der Energie des Vektorfelds. Auch die kumulierten Energien der ersten fünf, zehn und zwanzig POD-Moden unterscheiden sich je nach Betrachtungszeitpunkt deutlich. So stehen bei $\theta = 90^\circ\text{KW nGOT}$ die ersten fünf Moden zusammen für 64,8%, die ersten zehn für 68,5% und die ersten zwanzig für 73,9% der Gesamtenergie. Bei $\theta = 315^\circ\text{KW nGOT}$ vereinen die ersten fünf Moden 95,9% auf sich, die ersten zehn Moden 96,7% und die ersten zwanzig Moden 97,6%. Die in der Kompressionsphase zu beobachtende Konzentration der Strömungsenergie auf die ersten POD-Eigenmoden verdeutlicht die Entstehung der großskaligen Drallströmung und die damit einhergehende Ausbildung kohärenter, energiereicher Strukturen. Bei $\theta = 90^\circ\text{KW nGOT}$ machen Strömungsstrukturen, die neben dem Drallwirbel existieren, noch ca. 40% der gesamten Strömungsenergie aus. Bei $\theta = 315^\circ\text{KW nGOT}$, kurz vor dem oberen Totpunkt, beschränken sich diese Strukturen auf nur noch ca. 6%. Wie in Abbildung 8-80 zu erkennen, nimmt die kumulierte Energie der ersten Eigenmoden mit fortschreitendem Kurbelwinkel kontinuierlich zu. Diese Änderung der Modenenergie zeigt anschaulich, wie sich während Ansaug- und Kompressionsphase der Anteil der Strömungsenergie in kleinen Wirbelskalen verringert und der der großskaligen, kohärenten Strukturen bzw. der Hauptströmung zunimmt. Durch die Ausbildung der Drallströmung wird also kinetische Energie in großen, wenig dissipativen Wirbeln zusammengezogen. Der sehr hohe Energieanteil, den die ersten Eigenmoden in der Kompressionsphase ausmachen, verdeutlicht, wie stark die Gasbewegung im Brennraum von der Drallströmung dominiert wird.

Vergleicht man das in Abbildung 8-81 dargestellte Phasenmittel des Strömungsfelds bei $\theta = 315^\circ\text{KW nGOT}$ sowie das in Abbildung 8-82 dargestellte instantane Vektorfeld mit den bei Graftieaux et al. (147) gezeigten Geschwindigkeitsfeldern (siehe Anhang Abbildung 0-15 und Abbildung 0-16), ist zu erkennen, dass sich die beiden Strömungen hinsichtlich Struktur und Strömungsgeschwindigkeit sehr ähnlich sind.

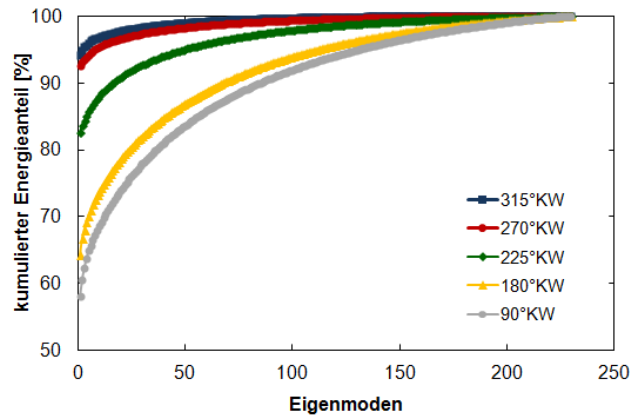


Abbildung 8-80: Kumulierte Eigenmoden-Energie bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$ für die Kurbelwinkel $\theta = 90, 180, 225, 270$ und 315°KW nGOT

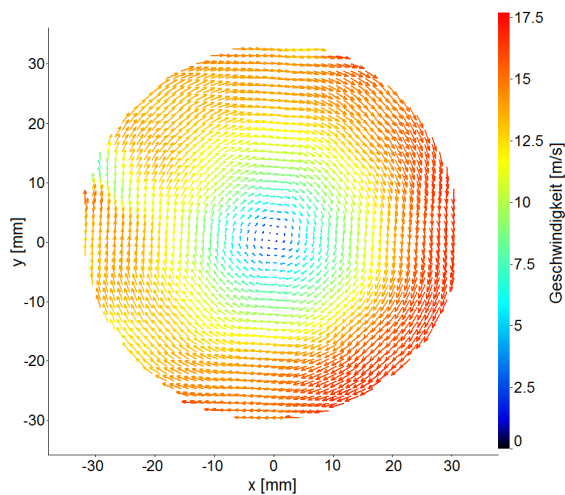


Abbildung 8-81: Phasengemitteltes Vektorfeld für $\theta = 315^\circ\text{KW}$. $z = 10 \text{ mm}$, $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2 \text{ bar}$

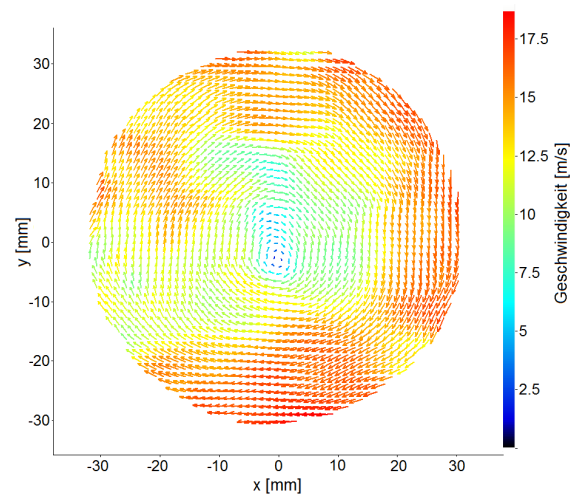


Abbildung 8-82: Instantanes Vektorfeld für $\theta = 315^\circ\text{KW}$. $z = 10 \text{ mm}$, $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2 \text{ bar}$

In Abbildung 8-83 sind die ersten sechs sich durch die POD-Zerlegung ergebenden räumlichen Eigenmoden zusammengefasst. Die Grundcharakteristik der ersten Eigenmode stimmt sehr gut mit der des Ensemblemittels in Abbildung 8-81 überein. Dies ist zu erwarten, da das ensemblegemittelte Vektorfeld vor der POD nicht von den Einzelvektorfeldern abgezogen wurde. Die Struktur der zweiten und im Wesentlichen auch der dritten Eigenmode ist von einem Doppelwirbel geprägt, wobei die Lage der Doppelwirbel zwischen den Moden um ca. 90° gedreht ist. Diese rekonstruierten Vektorfelder entsprechen hinsichtlich ihrer Grundcharakteristik somit auch genau der, die auch die von Graftieaux et al. (147) ermittelten Eigenmoden aufweisen, siehe Anhang Abbildung 0-17 und 0-18. Laut Graftieaux et al. führen die Moden 2 und 3 bei einer Überlagerung mit der ersten Mode hauptsächlich zu einem Versatz des Drallzentrums.

Eigenmode Nummer vier zeigt wieder einen ausgeprägten Drallwirbel in der Mitte des Brennraums. Dessen Drehrichtung ist allerdings der Richtung des durch die erste POD-Mode repräsentierten Wirbels entgegengesetzt.

Die Eigenmoden fünf und sechs in Abbildung 8-83 weisen eher kleine Wirbelstrukturen auf, wobei Größe und Geschwindigkeitsniveau der Vektorfelder mit steigender Modenordnung abnehmen.

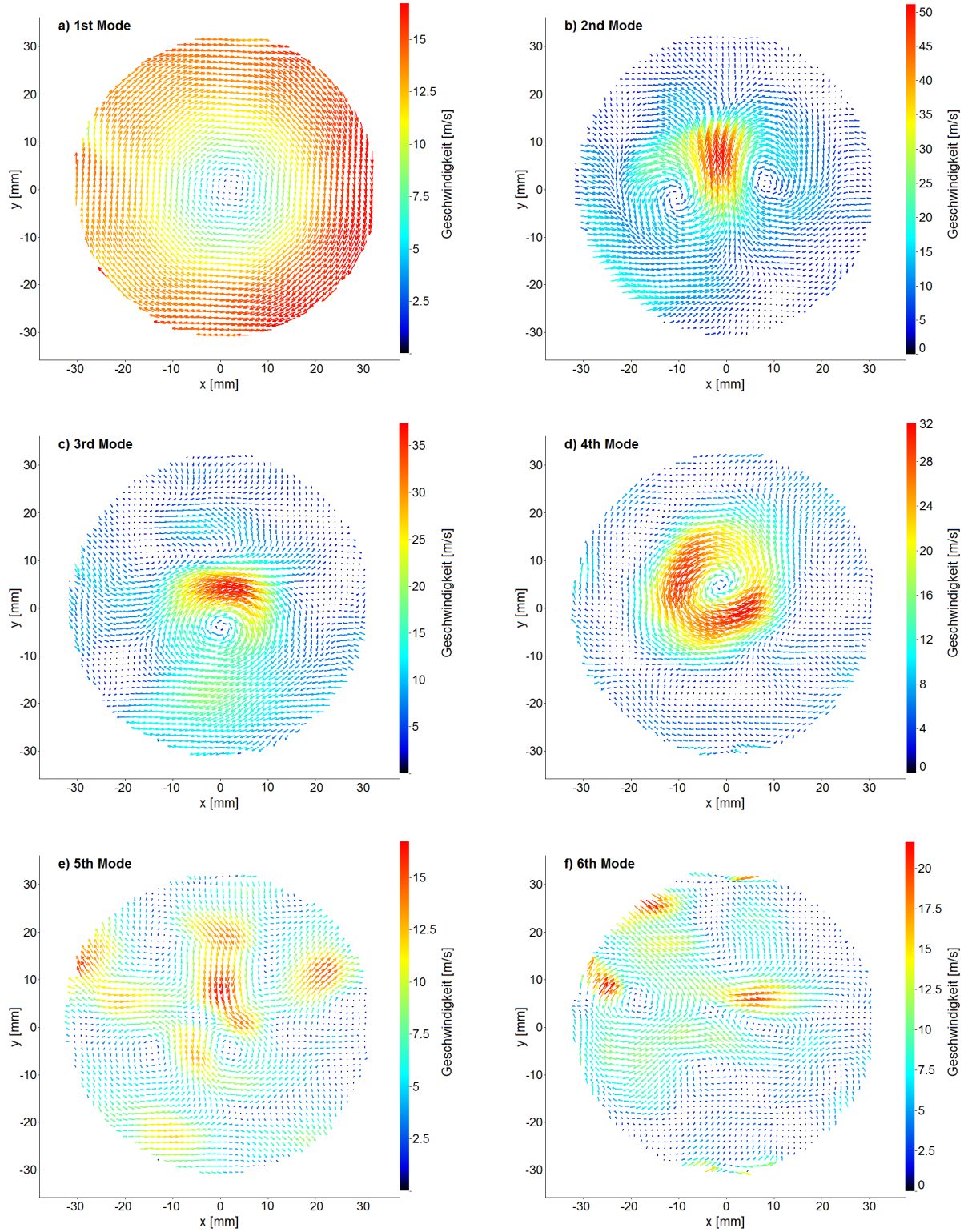


Abbildung 8-83: POD-Eigenmoden in der Ebene $z = 10$ mm bei $\theta = 315^\circ$ KW nGOT und $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2$ bar.

Wie in Abschnitt 7.2 beschrieben, gibt es kein eindeutiges Kriterium zur Bestimmung einer Cut-off-Mode, die die zuverlässige Trennung der Beiträge von Zyklusschwankungen kohärenter Strukturen und Turbulenz zur fluktuierenden Geschwindigkeit erlaubt. Deshalb wurde die Modengrenze für den hier diskutierten Fall unter Berücksichtigung folgender drei Punkte gewählt:

1. der von Graftieaux et al. (147) und Baby et al. (103) gewonnenen Erkenntnisse,
2. der Struktur der Eigenmoden,
3. des relativ hohen Energiegehalts der ersten Eigenmoden.

Diese Betrachtung führte zu dem Ergebnis, dass die ersten fünf POD-Eigenmoden geeignet scheinen, das Verhalten der kohärenten Hauptströmung abzubilden. Dieser Wert wurde hier für alle 120 untersuchten Kurbelwinkel einheitlich festgelegt.

Die beiden linken Strömungsfelder in Abbildung 8-84 repräsentieren die Vektorfeldrekonstruktionen unter Einbeziehung der Moden eins bis fünf für zwei beispielhaft gewählte Zyklen. Die Geschwindigkeitsfelder in Abbildung 8-84 rechts zeigen die zugehörigen, instantanen Vektorfelder. Es ist zu erkennen, dass die rekonstruierten Vektorfelder in ihren Grundzügen sehr stark dem mittleren Strömungsfeld in Abbildung 8-81 gleichen. In beiden Fällen ist die Strömung klar von einem Drallwirbel dominiert und im Gegensatz zu den auf der rechten Seite abgebildeten, instantanen Strömungen kaum von kleinskaligeren Strukturen überlagert. Geschwindigkeitsbereich und entsprechende Gradienten sind zwischen rekonstruiertem und gemitteltem Feld ebenfalls vergleichbar. Wesentlicher Unterschied ist allerdings, dass sich im Falle der aus den POD-Moden eins bis fünf rekonstruierten Vektorfelder das Drehzentrum der Drallströmung nicht wie im phasen-gemittelten Vektorfeld in der Mitte des Strömungsfelds befindet. Vielmehr liegt das Drallzentrum der rekonstruierten Felder in entgegengesetzten Richtungen, jeweils gut 5 mm entfernt vom Zylinderzentrum. Insgesamt liegen die Drallzentren somit ca. 10,5 mm voneinander entfernt. Dies entspricht ungefähr der Verschiebung, die auch in den instantanen Feldern zu sehen ist. Im Zyklus 2 liegt das Drehzentrum im instantanen Vektorfeld ungefähr bei $x = -3,5$ mm und $y = -3$ mm, im Vektorfeld, das aus den ersten fünf Moden rekonstruiert wurde, liegt das Drehzentrum bei $x = -4$ mm und $y = -2,5$ mm. Im Zyklus 214 befindet sich das Zentrum der Drallströmung im instantanen Vektorfeld ungefähr bei $x = 4,5$ mm und $y = 8$ mm, im Vektorfeld, basierend auf den ersten fünf Moden, liegt das Drehzentrum bei $x = 3,5$ mm und $y = 7$ mm. In diesen beiden Fällen bildet also das rekonstruierte Strömungsfeld die Lage des Drehzentrums mit einer Genauigkeit von ca. 1 mm ab.

Dieses Ergebnis zeigt, dass die Modenzahl einerseits gering genug gewählt wurde, um nur die energiereichen, großskaligen und kohärenten Strukturen einzubeziehen und andererseits ausreichend groß gewählt wurde, um die Verschiebung des Drallzentrums zwischen den individuellen Zyklen abzubilden. Die sich aus den ersten fünf Eigenmoden ergebenden Vektorfelder können somit als zyklusindividuelle Entsprechung des Phasenmittels verstanden werden.

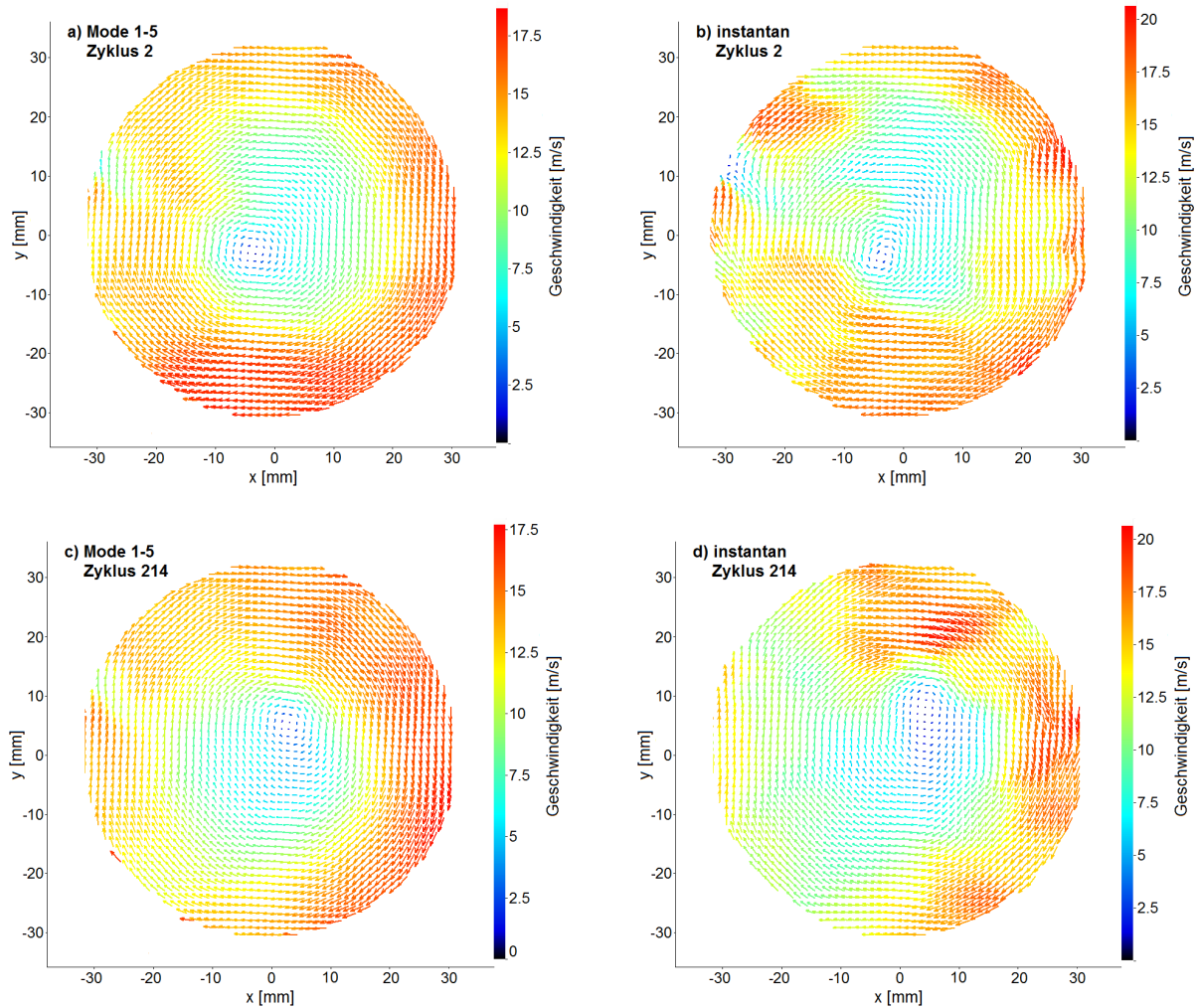


Abbildung 8-84: POD-Strömungsfeldrekonstruktionen und die zugehörigen instantanen Strömungsfelder in der Ebene $z = 10$ mm bei $\theta = 315^\circ$ KW GOT und $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ sowie $p_L = 1,2$ bar: a) Rekonstruktion unter Einbeziehung der Eigenmoden 1-5, Zyklus 2, b) instantanes Vektorfeld Zyklus 2, c) Rekonstruktion unter Einbeziehung der Eigenmoden 1-5, Zyklus 214, d) instantanes Vektorfeld Zyklus 214

Auf Basis der unter Berücksichtigung der Eigenmoden eins bis fünf rekonstruierten Vektorfelder wurde die turbulente kinetische Energie ermittelt. Berechnet wurde diese mittels des von Druault et al. (142) vorgeschlagenen Ansatzes. Danach ergibt sich die Turbulenz als Differenz zwischen instantanem Vektorfeld und dem aus den ersten N-POD-Moden rekonstruierten Geschwindigkeitsfeld. Vorteil dabei ist: Geschwindigkeitsschwankungen, die auf eine Ortsänderung des Drallzentrums zwischen einzelnen Arbeitsspielen zurückgehen, werden, wie in Abbildung 8-84 gezeigt, für die Turbulenzberechnung nicht berücksichtigt. Eine Phasenmittelung der Differenzvektorfelder ergibt eine mittlere Geschwindigkeit von quasi 0 m/s, dies ist nach Catania et al. (159) notwendige Bedingung bei der Bestimmung des turbulenten Anteils einer Strömung. Die Tatsache, dass sich die zufällig schwankenden Vektoren im Mittel aufheben, ist Beleg dafür, dass die Vektorfelder keinen Teil der Hauptströmung mehr enthalten, der in einzelnen Zyklen reproduzierbar auftritt.

In Abbildung 8-85 ist die mittels der POD-Vektorfeldrekonstruktion ermittelte, turbulente kinetische Energie dargestellt. Als Referenz wurde außerdem der über die klassische Reynolds-Zerlegung berechnete Turbulenzverlauf mit aufgetragen. Der Vergleich zeigt, dass die anhand der POD-Rekonstruktion bestimmte turbulente kinetische Energie während des gesamten Zyklus auf einem niedrigeren Niveau liegt als die mittels Reynolds-Zerlegung berechnete Energie. Dennoch besitzen beide Verläufe eine praktisch identische Charakteristik. Schwankungen der turbulenten kinetischen Energie in der Einlassphase sind vergleichbar.

Außerdem wird der druckwellenbedingte, kurzzeitige Turbulenzanstieg bei „Einlass schließt“ sowie die durch die Quetschströmung nahe OT verursachte Erhöhung des Turbulenzniveaus von beiden Verläufen gleich wiedergegeben. Der Niveauunterschied zwischen Reynolds-basierter und POD-basierter Turbulenz beträgt phasenunabhängig konstant ca. 20%. Dieser Unterschied kann als Beitrag von Zyklusschwankungen kohärenter Strukturen zur fluktuierenden Geschwindigkeit interpretiert werden. Für den hier untersuchten Fall würde dies in anderen Worten bedeuten, dass 20% der mittels klassischer Reynolds-Zerlegung ermittelten turbulenten kinetischen Energie auf die Zyklusvariabilität der großskaligen Drallströmung zurückgehen und somit weder die Speziesdiffusion während der Gemischbildung noch die turbulente Flammenfortschrittsgeschwindigkeit beschleunigen.

Entscheidende Frage ist hierbei allerdings, ob die Eigenmodenzahl zur Trennung von Turbulenz und großskaligen Zyklusschwankungen korrekt gewählt wurde. Da sich die Struktur der Brennraumströmung im Verlauf von Ansaug- und Kompressionsphase grundlegend ändert, ist unwahrscheinlich, dass eine phasenunabhängige Cut-Off-Mode bestimmt werden kann. Vielmehr sollte die Grenzmode als Funktion des Kurbelwinkels festgelegt werden (165). Auch der sich zwischen Ansaug- und Kompressionstakt stark ändernde Energiegehalt der ersten POD-Moden spricht dafür, dass keine einheitliche Cut-Off-Mode existiert. Insofern ist auch die Plausibilität eines über Ansaug- und Kompressionstakt konstanten Beitrags von Zyklusschwankungen zur „Reynolds Turbulenz“ in gewisser Weise fraglich.

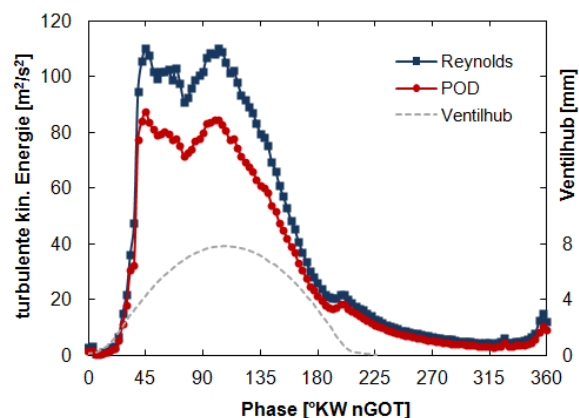


Abbildung 8-85: Turbulente kinetische Energie bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$ in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$, berechnet mittels POD-Vektorfeldrekonstruktion (Moden 1-5) bzw. mittels klassischer Reynolds-Zerlegung

8.5 Einspritzuntersuchungen: Umsetzbarkeit und Einfluss der Einspritzung auf die Gasströmung

Die im folgenden Kapitel vorgestellten Stichversuche wurden nach den Strömungsuntersuchungen mit dem Ziel durchgeführt, nachzuweisen, dass sowohl Messsystem als auch Tracerpartikel für die Untersuchung von Einspritzvorgängen in Dieselmotoren geeignet sind. Die Interaktion von Kraftstoffspray und Gasströmung ist in Dieselmotoren von deutlich größerer Bedeutung als in Ottomotoren, da in Dieselmotoren die Verbrennung direkt der Einspritzung folgt und somit die verbleibende Zeit für die Gemischbildung erheblich geringer ist. Die Einspritzung beeinflusst die Gemischbildung dabei auf drei verschiedene Arten:

1. über die Interaktion der Kraftstoffstrahlen mit der makroskopischen Gasströmung im Zylinder,
2. über das Entrainment von Gas in den Kraftstoffstrahl,
3. über die Erzeugung von Turbulenz in den Scherschichten zwischen den beiden Phasen.

Die Untersuchung dieser Vorgänge im Motor gestaltete sich aber in der Vergangenheit schwierig, da gängige Tracer wenig geeignet sind, da die Einspritzung im Vergleich z.B. zur Drallausbildung auf viel kürzeren Zeitskalen abläuft, da der eingespritzte Kraftstoff durch Blooming die Qualität des Partikelbilds stark beeinträchtigen kann und da generell ein hoher experimenteller Aufwand hinsichtlich Motor, Einspritzsystem und Messtechnik getrieben werden muss.

Aus diesen Gründen finden sich auch in der Literatur nur wenige Beispiele von in optisch zugänglichen Dieselmotoren durchgeführten Einspritzuntersuchungen. Hentschel et al. (182) führen beispielsweise konventionelle PIV-Messungen an einem transparenten Dieselmotor mit Einspritzungen bei verschiedenen Drehzahlen durch. Da als Tracer 1-2 μm große Öltröpfchen verwendet wurden, ist die Qualität der Partikelbilder aber aufgrund der fortschreitenden Verdunstung der Öltröpfchen Richtung OT klar eingeschränkt. Dennoch können Hentschel et al. zeigen, dass die Strömung im Brennraum deutlich von der Einspritzung beeinflusst wird. Geschwindigkeitsvektoren im Bereich des Sprays ließen sich aber aufgrund der dort vorherrschenden hohen Töpfchendichte nicht ermitteln.

Auch Valentino et al. (183) führten Einspritzuntersuchungen an einem modellhaften 2-Takt-Dieselmotor mit 150 mm Bohrungsdurchmesser durch. Es wurden konventionelle PIV-Messungen bei $n = 500 \text{ min}^{-1}$ mit drei unterschiedlichen Einspritzdrücken, zwei verschiedenen Injektordüsen (5-Loch und 7-Loch) sowie Einfach- und Dreifach-Einspritzung durchgeführt. Als Kraftstoff kam konventioneller Dieselmotorkraftstoff zum Einsatz. Interessanterweise verwendeten die Autoren diesen Kraftstoff gleichzeitig auch als Tracer für die Ermittlung der Gasströmung. Dazu wurde eine kleine Menge Diesel (ca. 1mg) in der zweiten Hälfte des Kompressions takts (60°KW vZOT) eingespritzt. Aufgrund des niedrigen Verdichtungsverhältnisses des Modellmotors von 10,1:1 ist die Verdunstungsgeschwindigkeit der Dieseltöpfchen offenbar langsam genug, um während der Haupteinspritzung nahe OT noch Strömungsfelder messen zu können. Auch Valentino et al. (183) konstatieren, dass die Einspritzung des Kraftstoffs mit hohen Geschwindigkeiten die Gasströmung im Zylinder signifikant beeinflusst. Inwieweit diese Ergebnisse aber auf einen schnelllaufenden 4-Takt-Motor übertragbar sind, ist unklar. Da in Dieselmotoren mit kleinem Bohrungsdurchmesser außerdem weniger Zeit für die Gemischbildung zur Verfügung steht, unterscheiden sich auch die Anforderungen an die Ladungsbewegung je nach Zylinderbohrung des Motors (19). Auch deshalb lassen sich die Untersuchungen von Valentino et al. (183) nur eingeschränkt auf PKW-Dieselmotoren übertragen.

Die nach Autorenangaben ersten High-Speed-PIV-Einspritzuntersuchungen an einem Nkw-Dieselmotor wurden von Zegers et al. (169) durchgeführt. Als Tracer fanden dabei hohle Polymer-Mikrokugeln mit einem Durchmesser von 40 μm Verwendung, die es ermöglichten, Partikelbilder sowohl vor, nach und auch während der Einspritzung zu erfassen. Eine Reduzierung des von der flüssigen Phase des Kraftstoffs reflektierten Streulichts konnte erreicht werden, indem anstelle von konventionellem Dieselmotorkraftstoff n-Heptan eingespritzt wurde. Durchgeführt wurden die Untersuchungen bei $n = 600 \text{ min}^{-1}$. Messungen in der Kolbenmulde waren dabei allerdings nicht möglich, da der Kolbenmuldenkragen aus nichttransparentem Material bestand. Die zeitliche Auflösung der High-Speed-Messungen ist mit 1°KW relativ hoch, die räumliche Auflösung bleibt mit 10,4 mm allerdings außerordentlich gering. Auch der Zeitversatz zwischen den beiden Laserpulsen eines Partikelbilds wurde mit 50 μs für Einspritzuntersuchungen sehr lang gewählt. Damit ist eventuell auch der mit bis zu 35% sehr hohe Anteil an Fehlvektoren zu erklären. Dennoch zeigen die Messungen einen klaren Einfluss der Einspritzung auf das Strömungsfeld und laut Zegers et al. (169) auch die Entrainment-Strömung des Brennraumgases in den Bereich des Einspritzstrahls. Die Aussagekraft einer durchgeführten POD-Analyse wird allerdings von den Autoren selbst, aufgrund des mit neun Zyklen pro Messungen sehr geringen Datenumfangs, in Frage gestellt.

Wie aus den oben gegebenen Zusammenfassungen ersichtlich, haben die bisher verfolgten Ansätze zur Analyse von Einspritzvorgängen in Dieselmotoren noch nicht zu komplett befriedigenden Ergebnissen geführt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb anhand von Stichversuchen geprüft, inwieweit sich das hier verwendete Messsystem und dabei insbesondere die Tracerpartikel auch für die Untersuchung der Zwei-

phasenströme während des Einspritzvorgangs eignen. Das Messsystem und die Rahmenbedingungen sind dabei durch folgende Elemente bzw. Eigenschaften charakterisiert:

- seriennaher, optisch voll zugänglicher Transparentmotor, der durch die eingesetzte Glaskolbenkrone Messungen im Inneren der Kolbenmulde erlaubt,
- realistische Betriebsbedingungen hinsichtlich Motordrehzahl und Aufladung,
- Serien Common-Rail-Einspritzsystem mit seriennahem Sechs-Loch-Spray,
- konventioneller Dieseldieselkraftstoff und realistische Einspritzmengen,
- HS-PIV-System mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung,
- Graphit-Feststofftracer, die Messungen im oberen Totpunkt ermöglichen.

Die Gesamtheit dieser Elemente und Eigenschaften erlaubt es, die Interaktion von Kraftstoffeinspritzung und Ladungsbewegung unter Bedingungen zu untersuchen, die denen in Serien-PKW-Dieselmotoren vergleichbar sind. So werden neue Einblicke in den Prozess der Gemischbildung ermöglicht.

Die PIV-Messungen mit Einspritzung wurden, wie in Abschnitt 6.4.3 im Detail beschrieben, in einer horizontalen Messebene $z = 6 \text{ mm}$ unter dem Zylinderkopf durchgeführt. Zum Zeitpunkt der Einspritzung befindet sich diese Ebene in der Kolbenmulde. Die Motordrehzahl wurde auf $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ eingestellt und der Ladedruck auf $p_L = 1,2 \text{ bar}$ gesetzt. Einspritzdruck und Ansteuerdauer wurden so gewählt, dass sich jeweils eine Einspritzmenge von ca. 2 mg pro Einspritzung ergab. Dies entspricht der typischen Menge einer Voreinspritzung in Dieselmotoren. So kann untersucht werden, wie eine Voreinspritzung das Strömungsfeld im Zylinder stört und wie sich dadurch Randbedingungen für die Haupteinspritzung ändern. Es wurden Einfach- und Doppeleinspritzungen bei 400 bar bzw. 1200 bar durchgeführt. Um eine Entflammung des Kraftstoffes zu vermeiden, wurde der Motor mit Stickstoff beladen. Damit die Einspritzung auf mindestens 1-3 Partikelbildern abgebildet wird, wurde die zeitliche Auflösung auf 2°KW erhöht, was in der Folge aber die Bildauflösung auf 768×768 Pixel reduziert. Betrachtet wurde der Bereich von 90°KW vor ZOT bis 30°KW nach ZOT, in dem für 100 aufeinander folgende Zyklen Partikelbilder aufgenommen wurden.

Abbildung 6-26 in Abschnitt 6.4.3 zeigt Partikelrohbilder unmittelbar vor, während und direkt nach der Einspritzung (erste Einspritzung einer Doppeleinspritzung), alle aufgenommen in der Kolbenmulde. Die Bilder verdeutlichen, dass zu jedem der drei Zeitpunkte einzelne Partikel klar auf den Aufnahmen identifiziert werden können. Weder führt der Bereich des Sprays, in dem Pixel des CMOS-Chips in Sättigung sind, dazu, dass in dessen Umgebung großflächig Partikel überlagert werden (für CCD-Chips größeres Problem), noch schatten die Spraykeulen dahinter liegende Partikel merklich ab. Außerdem führt das Einbringen des flüssigen Dieseldieselkraftstoffs auch zu keiner Agglomeration bzw. Entmischung der Graphit-Tracer nach der Einspritzung. Die Qualität der Partikelbilder belegt, dass das Messsystem grundsätzlich zur Untersuchung von Einspritzvorgängen bzw. der Interaktion von Spray und Ladungsbewegung geeignet ist.

In Abbildung 8-86 sind instantane Vektorfelder dargestellt, die auf der Basis dieser Partikelbilder aufgenommen wurden. Sie zeigen eine Einspritzung mit $p_{inj} = 400 \text{ bar}$, die bei $\text{SOI} = 20^\circ\text{KW}$ vor ZOT beginnt. Aufgrund des sehr geringen Einspritzdrucks beträgt die Ansteuerdauer des Injektors $t_i = 400 \mu\text{s}$, wodurch das Kraftstoffspray auf zwei Partikelbildern abgebildet werden kann. Das linke Geschwindigkeitsfeld in Abbildung 8-86 zeigt die Strömung im Brennraum unmittelbar vor der Einspritzung, die mittleren beiden den Einspritzvorgang selbst (erste Einspritzung) und das rechte Feld die Strömung direkt nach der Einspritzung. Wie deutlich zu erkennen ist, weisen die Geschwindigkeitsfelder sowohl vor, während als auch nach der Einspritzung nur wenige Vektorfehlstellen auf. Gründe hierfür sind vermutlich der kleine Höhenwinkel des Dieselsprays (flaches Spray), der die Out-of-plane-Komponente des eingespritzten Kraftstoffs begrenzt, sowie die starke Streuung des Laserlichts an den Kraftstofftropfen, die dazu führt, dass auch Partikel, die sich nicht mehr unmittelbar im Lichtschnitt befinden, beleuchtet und detektiert werden.

Die Strömungsfelder in Abbildung 8-86 zeigen sehr anschaulich, wie die Kraftstoffstrahlen vom Injektor nahe der Brennräummitte ausgehend mit sehr hoher Geschwindigkeit in Richtung Zylinderwand radial propagieren (wechselnde Farbskala beachten!) und dabei anfangs nur wenig, später dann deutlicher, von der quer zur Einspritzrichtung verlaufenden Gasströmung abgelenkt werden. Wie an den leicht sichelförmig angeordneten Vektoren zu erkennen ist, beginnt die Drallströmung insbesondere im Bereich nahe der Zylinderwand, wo die Gasgeschwindigkeit hoch und der verbleibende Impuls des Sprays gering ist, den Kraftstoff mit sich zu reißen. Das bei $\theta = 14^\circ\text{KW}$ vor ZOT direkt nach der Einspritzung aufgenommene Vektorfeld verdeutlicht eindrücklich, dass schon weniger als 2°KW nach der Einspritzung in der betrachteten Ebene keine radiale Strömung mehr zu erkennen ist. Zwar stört die Einspritzung die Drallströmung geringfügig, indem sie ihr lokal höhere Geschwindigkeiten aufprägt, die dann mit der Hauptströmung mitrotieren, aber der Grundcharakter der Drallströmung bleibt dadurch im Wesentlichen unverändert. Auch eine Interaktion des Sprays mit der Zylinderwand bzw. der Quetschspaltströmung ist nicht zu erkennen, was vermutlich an der geringen Menge der Piloteinspritzung liegt. Da der gesamte Brennraum durch 768×768 Pixel erfasst wird, ist lokal die räumliche Auflösung zu gering, um die Entrainmentströmung des Gases hin zu den Spraykeulen bzw. der Spraywurzel deutlich abbilden zu können. Auch die in der Scherschicht zwischen Spray und Gasströmung entstehenden, kleinskaligen turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen werden aufgrund der relativ geringen Auflösung nur unzureichend von den Vektorfeldern wiedergegeben.

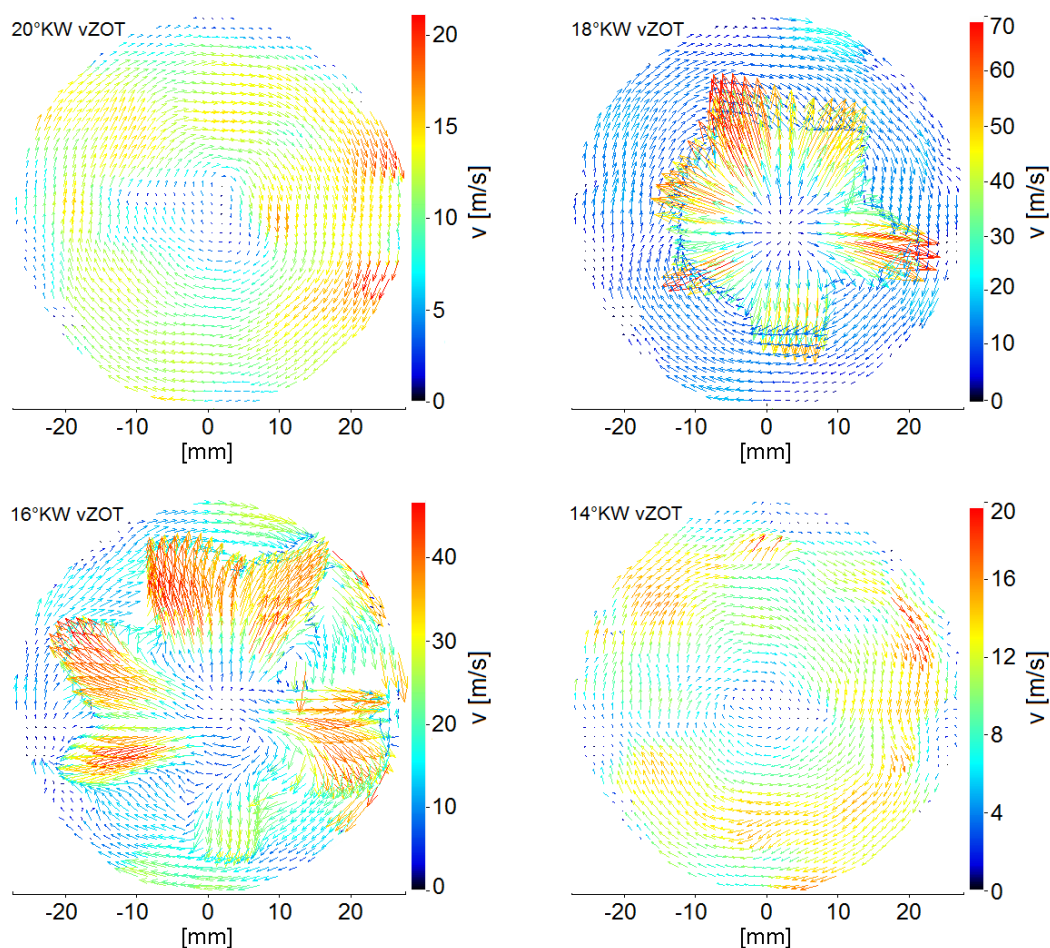


Abbildung 8-86: Instantane Vektorfelder der Kraftstoffeinspritzung in der Ebene $z = 6$ mm bei $n = 1500$ min $^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2$ bar. Einspritzbeginn der ersten Einspritzung bei $\text{SOI1} = 20^\circ\text{KW vZOT}$ und der zweiten bei $\text{SOI2} = 8^\circ\text{KW vZOT}$, Einspritzdruck beträgt $p_{\text{inj}} = 400$ bar und die Ansteuerdauer $t_i = 400$ μs . Abgebildete Zeitpunkte $\theta = 20^\circ\text{KW vZOT}$, $\theta = 18^\circ\text{KW vZOT}$, $\theta = 16^\circ\text{KW vZOT}$ und $\theta = 14^\circ\text{KW vZOT}$

In Abbildung 8-87 sind die anhand von jeweils 100 instantanen Vektorfeldern berechneten Ensemblemittel der Strömung vor, während und nach der ersten Einspritzung dargestellt. Auffallend ist, dass sich zwar die Geschwindigkeitsfelder, die die Strömung vor und nach der Einspritzung zeigen, hinsichtlich ihrer Struktur kaum von den instantanen Feldern in Abbildung 8-86 unterscheiden. Aber auch die beiden Vektorfelder, die die Einspritzung zeigen, weisen sehr große Ähnlichkeit auf. Die leichte Asymmetrie des Sprays lässt sich durch die unterschiedlichen Höhenwinkel der einzelnen Strahlen begründen. Die Gleichartigkeit der Vektorfelder weist darauf hin, dass die Kraftstoffeinspritzung in einem Dieselmotor mit hoher Reproduzierbarkeit erfolgt. So scheint diese hier zwischen den Zyklen kaum zu variieren. Dadurch wird die zuvor geäußerte Annahme, die Einspritzung besitze im Vergleich zur Gasströmung bei der Entstehung von Zyklus-schwankungen nur eine untergeordnete Rolle, bestätigt. Gut reproduzierbar scheint außerdem auch das Geschwindigkeitsmuster zu sein, das die Einspritzung der Drallströmung aufprägt. Es zeigt sich in dem ensemblemittelten Vektorfeld bei $\theta = 14^\circ\text{KW}$ vor ZOT (Abbildung 8-87) und rotiert in den darauf folgenden Geschwindigkeitsfeldern mit der Drallströmung.

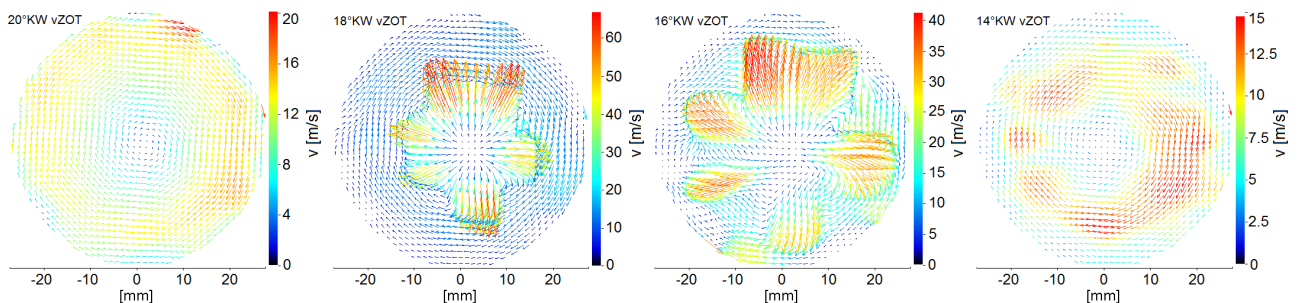


Abbildung 8-87: Ensemblemittelte Vektorfelder der Kraftstoffeinspritzung in der Ebene $z = 6\text{ mm}$ bei $n = 1500\text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2\text{ bar}$. Einspritzbeginn der ersten Einspritzung bei $\text{SOI1} = 20^\circ\text{KW vZOT}$ und der zweiten bei $\text{SOI2} = 8^\circ\text{KW vZOT}$, Einspritzdruck beträgt $p_{\text{inj}} = 400\text{ bar}$ und die Ansteuerdauer $t_i = 400\text{ }\mu\text{s}$. Abgebildete Zeitpunkte $\theta = 20^\circ\text{KW vZOT}$, $\theta = 18^\circ\text{KW vZOT}$, $\theta = 16^\circ\text{KW vZOT}$ und $\theta = 14^\circ\text{KW vZOT}$

Die ensemblemittelten Vektorfelder einer Einspritzung mit $p_{\text{inj}} = 1200\text{ bar}$ zeigt Abbildung 8-88. Der Einspritzbeginn wurde dabei auf $\text{SOI} = 8^\circ\text{KW}$ vor ZOT gesetzt. Da der Injektor aufgrund des höheren Drucks nur $250\text{ }\mu\text{s}$ bestromt wird, wird die Einspritzung lediglich auf einem Partikelbild erfasst. Es ist klar zu erkennen, dass die Geschwindigkeiten des Sprays und der von ihm mitgerissenen Gasströmung deutlich höher sind als bei einem Einspritzdruck von $p_{\text{inj}} = 400\text{ bar}$. Der damit einhergehende höhere Impuls des Kraftstoffs führt dazu, dass die Trajektorie entlang der er sich Richtung Zylinderwand bewegt, weniger stark von der Ladungsbewegung und Drallströmung gekrümmt wird. Erstaunlich ist, dass auch im Fall von 1200 bar Einspritzdruck, schon weniger als 2°KW nach Einspritzende bei $\theta = 4^\circ\text{KW}$ vor ZOT, die Strömung bereits wieder komplett von der Drallströmung dominiert wird und keine Bewegung des Gases in radialer Richtung mehr zu erkennen ist. Nur noch die auch schon bei $p_{\text{inj}} = 400\text{ bar}$ beobachteten Geschwindigkeitsmuster, die der Drallströmung durch die Kraftstoffstrahlen aufgeprägt wurden, lassen Rückschlüsse auf eine vorangegangene Einspritzung zu. Diese Muster rotieren mit der Strömung im Zylinder und gehen mit fortschreitendem Kurbelwinkel wieder in eine homogene Drallströmung über. 34°KW nach der Einspritzung bei $\theta = 28^\circ\text{KW}$ nach ZOT (Vektorfeld rechts, Abbildung 8-88) sind die Muster verschwunden und die Drallströmung ist wieder voll hergestellt. Besonders bemerkenswert ist dabei, dass sich dieser Prozess nach dem oberen Totpunkt vollzieht und somit weder die Einspritzung noch die Quetschpaltströmung die Drallströmung nachhaltig stören können. Vorausgesetzt, die in einem realen Motor unmittelbar nach der Piloteinspritzung einsetzenden Reaktionen haben ähnlich wenig Einfluss auf die Strömung, kann somit davon ausgegangen werden, dass die Haupteinspritzung in einem Dieselmotor in eine intakte und weitestgehend homogene Drallströmung abgesetzt wird.

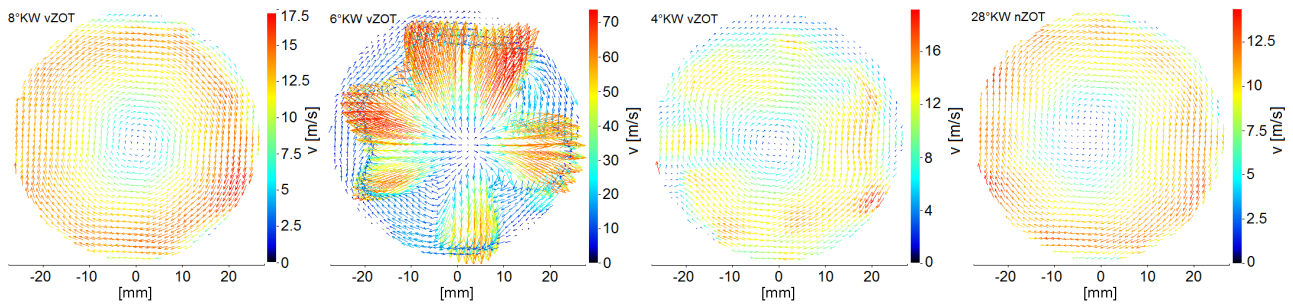


Abbildung 8-88: Ensemble-gemittelte Vektorfelder der Kraftstoffeinspritzung in der Ebene $z = 6 \text{ mm}$ bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$. Einspritzbeginn bei $\text{SOI} = 8^\circ\text{KW vZOT}$, Einspritzdruck beträgt $p_{\text{inj.}} = 1200 \text{ bar}$ und die Ansteuerdauer $t_i = 250 \mu\text{s}$. Abgebildete Zeitpunkte $\theta = 8^\circ\text{KW vZOT}$, $\theta = 6^\circ\text{KW vZOT}$, $\theta = 4^\circ\text{KW vZOT}$ und $\theta = 28^\circ\text{KW nZOT}$

Die Diagramme in Abbildung 8-89 und Abbildung 8-90 zeigen den Verlauf der kinetischen sowie der turbulenten kinetischen Energie bei einer Doppeleinspritzung mit $p_{\text{inj.}} = 400 \text{ bar}$ Einspritzdruck. Die Einspritzungen erfolgen bei $\theta = 20^\circ\text{KW}$ und $\theta = 8^\circ\text{KW}$ vor ZOT. Die Bestromungsdauer beträgt jeweils $t_i = 400 \mu\text{s}$. Messebene, Motorendrehzahl usw. entsprechen den bereits oben beschriebenen Angaben. Erkennbar ist in beiden Verläufen der Eintritt der Messebene in die Kolbenmulde bei ca. $\theta = 330^\circ\text{KW nGOT}$ an dem abrupten Abfall der kinetischen Energie bzw. der sprunghaften Erhöhung der turbulenten kinetischen Energie. Der Wiederaustritt der Messebene führt bei $\theta = 386^\circ\text{KW nGOT}$ zum jeweils gegenteiligen Effekt. Die Einspritzungen sind $\theta = 18^\circ\text{KW}$ bzw. $\theta = 6^\circ\text{KW}$ vor ZOT durch den schlagartigen Anstieg der kinetischen und der turbulenten kinetischen Energie zu erkennen. Die kinetische Energie verfünffacht sich dabei und die turbulente kinetische Energie steigt kurzfristig sogar auf das Neunfache ihres Ausgangswerts. Auch wenn diese Werte aufgrund der mittels PIV schwer zu bestimmenden Spraygeschwindigkeit, der unterschiedlichen Dichte der zwei Phasen, des eingeschränkten Auflösungsvermögens der PIV-Messungen sowie des weiten Geschwindigkeitsdynamikbereichs nicht überbewertet werden sollten, zeigen sie dennoch den massiven Einfluss der Einspritzung auf die Strömung. Umso erstaunlicher ist es deshalb, dass die Einspritzung weder auf die kinetische Energie noch auf die turbulente kinetische Energie einen nachhaltigen Einfluss zu haben scheint. Die kinetische Energie der unmittelbar auf die Einspritzung folgenden Vektorfelder fällt bereits wieder zurück auf das Niveau der Felder vor der Einspritzung. Nur unwesentlich weniger abrupt fällt auch die turbulente kinetische Energie direkt nach Ende der Einspritzung wieder ab. Allerdings weist hier das erste Vektorfeld nach der Einspritzung immerhin noch eine ca. 30% höhere Energie auf als das Vektorfeld vor der Einspritzung. Diese durch die Einspritzung hinzu gekommene Energie dissipiert allerdings im Verlauf der folgenden 2°KW , so dass auch das Niveau der turbulenten kinetischen Energie schon 4°KW nach der Einspritzung wieder exakt dem vor der Einspritzung entspricht.

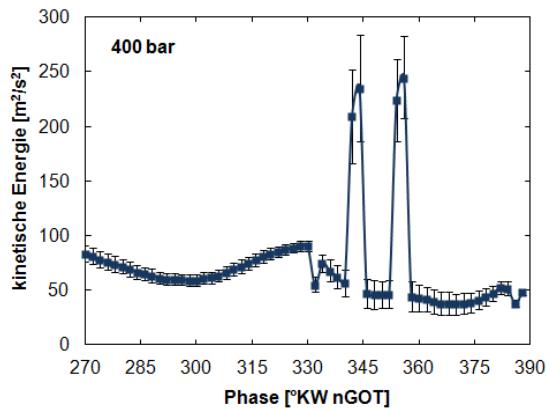


Abbildung 8-89: Kinetische Energie in der Ebene $z = 6$ mm bei Doppelspritzung, einer Drehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2$ bar. Erste Einspritzung bei $\text{SOI1} = 20^\circ\text{KW vZOT}$, zweite Einspritzung bei $\text{SOI2} = 8^\circ\text{KW vZOT}$, Raildruck $p_{\text{inj.}} = 400$ bar

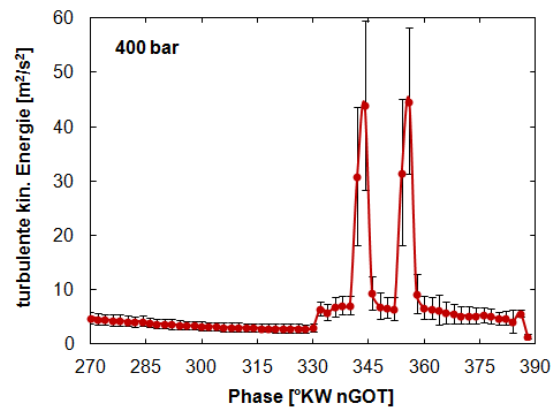


Abbildung 8-90: Turbulente kinetische Energie in der Ebene $z = 6$ mm bei Doppelspritzung, einer Drehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2$ bar. Erste Einspritzung bei $\text{SOI1} = 20^\circ\text{KW vZOT}$, zweite Einspritzung bei $\text{SOI2} = 8^\circ\text{KW vZOT}$, Raildruck $p_{\text{inj.}} = 400$ bar

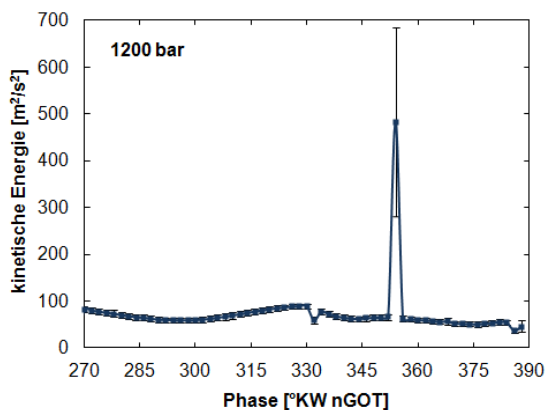


Abbildung 8-91: Kinetische Energie in der Ebene $z = 6$ mm bei Einspritzung, einer Drehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2$ bar. Einspritzbeginn bei $\text{SOI} = 8^\circ\text{KW vZOT}$, Raildruck $p_{\text{inj.}} = 1200$ bar

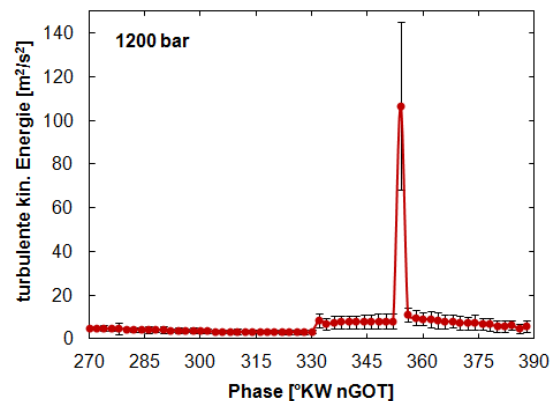


Abbildung 8-92: Turbulente kinetische Energie in der Ebene $z = 6$ mm bei Einspritzung, einer Drehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2$ bar. Einspritzbeginn bei $\text{SOI} = 8^\circ\text{KW vZOT}$, Raildruck $p_{\text{inj.}} = 1200$ bar

Auch eine Erhöhung des Einspritzdrucks ändert nichts an diesem Verhalten. In Abbildung 8-91 und Abbildung 8-92 sind kinetische und turbulente kinetische Energie für den Fall einer Einspritzung bei $\text{SOI} = 8^\circ\text{KW}$ vor ZOT mit einem Raildruck von $p_{\text{inj.}} = 1200$ bar dargestellt. Wie schon bei der Einspritzung mit $p_{\text{inj.}} = 400$ bar beobachtet, steigt auch bei 1200 bar Einspritzdruck die kinetische Energie des Strömungsfelds kurz stark an, um dann sofort nach der Einspritzung wieder auf das Ausgangsniveau abzufallen. Anzumerken ist dabei, dass aufgrund der kürzeren Ansteuerdauer von $250 \mu\text{s}$ die Einspritzung nur von einem Vektorfeld wiedergegeben wird. Auch die turbulente kinetische Energie der Zylinderinnenströmung erhöht sich durch eine Einspritzung mit $p_{\text{inj.}} = 1200$ bar nicht nachhaltiger als durch eine Einspritzung mit $p_{\text{inj.}} = 400$ bar. Zwar ist auch noch 4°KW nach der Einspritzung mit $p_{\text{inj.}} = 1200$ bar eine leichte Erhöhung der Turbulenz zu erkennen, aber schon spätestens 6°KW nach der Einspritzung entspricht das Turbulenzniveau wieder dem vor der Einspritzung. Hier sei aber nochmals angemerkt, dass das Auflösungsvermögen des Messsystems begrenzt ist. Es ist davon auszugehen, dass ein wesentlicher Teil der von der Einspritzung

induzierten Turbulenz im Bereich sehr kleiner Skalen liegt, was in den Abbildungen 8-89 bis 8-92 nicht berücksichtigt wird.

Worauf sich der Einspritzdruck allerdings klar auswirkt, ist die Höhe des Anstiegs der kinetischen als auch der turbulenten kinetischen Energie während der Einspritzung. So steigt die kinetische Energie durch die Einspritzung kurzzeitig auf knapp das Zehnfache ihres Ausgangswertes, die turbulente kinetische Energie sogar auf das gut 15-Fache. Da in einem Dieselmotor Gemischbildung und Verbrennung für einen kurzen Zeitraum während der Einspritzung auf einer kurzen Zeitskala nebeneinanderher ablaufen, reicht die kurzzeitig durch die Hochdruckkraftstoffeinspritzung induzierte Turbulenz offenbar dennoch aus, um Geschmischbildungsgeschwindigkeit, Entflammung und Flammenfortschritt maßgeblich zu beeinflussen.

Die hier vorgestellten Stichversuche belegen, dass das verwendete Messsystem und Graphitpartikel als Tracer zur Untersuchung dieser Prozesse grundsätzlich geeignet sind. Um tiefere Einblicke in den Gemischbildungsvorgang und die Wechselwirkung zwischen Kraftstoffstrahl und Brennraumgas zu erhalten, ist aber eine anwendungsbezogene Optimierung des Messsystems erforderlich. Zur Visualisierung der Turbulenzentstehung in Scherschichten des Sprays muss jedoch sowohl die zeitliche als auch die räumliche Auflösung der PIV-Messung erhöht werden. Diese kann erfolgen, indem anstelle des gesamten Brennraums nur ein ausgewählter Teilbereich des Zylinders bzw. Kraftstoffsprays betrachtet wird. Außerdem empfiehlt sich eine Optimierung des Zeitversatzes der beiden Laserpulse speziell für den Zeitpunkt der Einspritzung, um dadurch eine optimale Abbildung der Geschwindigkeitsdynamik von Gasströmung und Einspritzung zu ermöglichen. Des Weiteren sollte eine Anpassung der Kreuzkorrelationsalgorithmen zur Vektorfeldberechnung in Erwägung gezogen werden. So könnten beispielsweise anstelle der herkömmlichen, quadratischen Interrogationsfenster rechteckige Interrogationsfenster verwendet werden, die sich an die Strömungsrichtung anpassen lassen und so eine Verbesserung der Kreuzkorrelation ermöglichen. Auch eine Anpassung der adaptiven Multipass-Kreuzkorrelation bietet die Möglichkeit, z.B. über größere Startinterrogationsfenster bzw. über mehrere Iterationsschritte die Qualität der Ergebnisse weiter zu erhöhen.

Abschließend sei außerdem darauf verwiesen, dass die Verwendung von Graphit-Tracerpartikeln nicht nur eine Untersuchung der sprayinduzierten Strömung ermöglicht, sondern aufgrund ihrer hohen thermischen Stabilität auch die Analyse reaktiver Strömungen in einem Dieselmotor erlauben sollte. So wurden von Buschbeck (28), basierend auf den hier gewonnenen Erkenntnissen, erste Untersuchungen an einem Ottomotor durchgeführt, die die Eignung von Graphittracern zur Analyse der Brennraumströmung während der Verbrennung belegen.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die Zylinderinnenströmung eines Zweiventil-Dieselmotors sowie deren zyklische Schwankungen unter realistischen Betriebsbedingungen im gesamten Brennraum untersucht. Hierzu wurde zuerst ein Transparentmotor aufgebaut, der uneingeschränkten optischen Zugang in den Brennraum erlaubt. Zudem wurden Tracerpartikel ermittelt, die für den Einsatz in Transparentmotoren geeignet sind und Messungen über die gesamte Kompressionsphase hinweg erlauben. Für die Verwendung dieser Partikel am Motor wurde ein Partikelgenerator modifiziert. Umfassende Untersuchungen der Brennraumströmung wurden zuerst mithilfe konventioneller Particle Image Velocimetry (PIV) und anschließend mittels High-Speed Particle Image Velocimetry (HS-PIV) durchgeführt. Die resultierenden Messdaten wurden zusammen mit der Motorgeometrie sowie den experimentellen Randbedingungen von Eva Brußies (12) zum Aufbau und der Validierung einer Motorsimulation mit skalenauflösendem Turbulenzmodell verwendet. Anhand der Messdaten wurden des Weiteren die zeitliche und räumliche Entwicklung der Brennraumströmung sowie deren zyklische Variabilität analysiert. In enger Abstimmung dazu erfolgte die simulative Analyse der Ladungsbewegung in der Arbeit von Eva Brußies (12). Auf Basis der experimentellen Daten wurde mit statistischen Methoden versucht, Zyklusschwankungen der Grobstruktur von turbulenten Schwankungen des Strömungsfelds zu trennen. Abschließend konnte gezeigt werden, dass sowohl Motor, Tracerpartikel und Messsystem auch für die Untersuchung von Einspritzvorgängen bzw. der Interaktion von Kraftstoffstrahl und Gasströmung geeignet sind.

Zielsetzung bei der Auslegung des Transparentmotors war der uneingeschränkte optische Zugang in den Brennraum inkl. der Kolbenmulde. Gleichzeitig war zu gewährleisten, dass er, hinsichtlich Drehzahl und Saugrohrdruck, in einem auch für Vollmotoren relevanten Bereich betrieben werden konnte. Die maximale optische Zugänglichkeit wurde durch das Einkleben der Kolbenkrone in den Titangrundkolben erreicht. Da die Kolbenringe ungeschmiert und ungekühlt im Glaszylinder laufen, wurden diese aus Graphit gefertigt, damit Beschädigungen des Glaszylinders vermieden werden. Um einer Blockbildung zwischen Kolben, Kolbenringen und Glaszylinder während des Motorbetriebs vorzubeugen, wurde ein spezieller Kompensationsmechanismus entwickelt. Aufgrund der Verwendung von Feststofftracerpartikeln wurde bei der Konstruktion des Motors auch darauf geachtet, dass er schnell zu reinigen ist. Dazu wurde der Quarzglaszylinder auf einer per Knopfdruck vertikal verfahrbaren Traverse platziert. So konnte ein Transparentmotor realisiert werden, der bei uneingeschränktem optischem Zugang einen zuverlässigen Betrieb bei hohen Drehzahlen über mehrere Minuten hinweg zulässt und gleichzeitig innerhalb kürzester Zeit zerlegt und bei Bedarf problemlos gereinigt werden kann.

Um Strömungsmessungen über den oberen Totpunkt hinweg zu ermöglichen, mussten neue, thermisch stabile und nicht abrasive Tracerpartikel gefunden werden. Dazu wurden die Festschmierstoffe Molybdändisulfid, Graphit und hexagonales Bornitrid hinsichtlich ihrer Eignung als Tracer untersucht. Aufgrund ihrer geringen Ablagerungsneigung an den Quarzglaskomponenten und des guten Folgeverhaltens wurden Graphitpartikel als geeignete Tracer identifiziert.

Insbesondere bei HS-PIV-Untersuchungen muss die Seeding-Dichte in der angesaugten Luft sehr präzise eingestellt werden, damit sowohl in der Ansaugphase als auch am Ende der Kompressionsphase Strömungsfelder erfasst werden können. Um dieser Anforderung Rechnung zu tragen, wurde ein existierender Feststoffpartikelgenerator umkonstruiert und an die besonderen Eigenschaften des Graphitpulvers und die Randbedingungen des Motorversuchs angepasst.

Die erste Reihe an Strömungsmessungen im Motor wurde mittels eines konventionellen PIV-Systems durchgeführt. Die verwendete Doubleframe-Kamera erlaubt eine Erfassung des gesamten Brennraums bei vergleichsweise hoher räumlicher Auflösung. Untersucht wurde hier ein repräsentativer Betriebspunkt bei einer Motordrehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und einem Ladedruck von $p_L = 1,2 \text{ bar}$. Strömungsmessungen erfolgten in

zwölf horizontalen und drei vertikalen Ebenen zu jeweils bis zu 21 verschiedenen Zeitpunkten. Insgesamt wurden so mehr als 200 Einzelmessungen durchgeführt. Das Messsystem wurde für jede Messung, abhängig von Ebene und Zeitpunkt, individuell kalibriert. Um die statistische Konvergenz der Messdaten sicherzustellen, wurden jeweils mehr als 200 Doppelbilder bzw. Zyklen aufgezeichnet. Die so erstellte, umfangreiche Messdatenbasis erlaubt es, aufgrund des durch eine Vielzahl von Messebenen hoch aufgelösten Brennraums, ein quasi dreidimensionales Bild der Zylinderinnenströmung und ihrer zeitlicher Entwicklung zu erstellen.

Mittels der konventionellen PIV-Strömungsfelder konnte gezeigt werden, dass im Kompressionstakt selbst auf instantanen Vektorfeldern bereits ein ausgeprägter Drallwirbel zu erkennen ist. Das Drehzentrum dieses Wirbels sowie dessen Drallzahl wurden über einen automatisierten Prozess ermittelt. Anhand der so berechneten Werte konnten Zyklusschwankungen der Grobstruktur in Abhängigkeit der Motorphase sowie der Messebene quantifiziert werden. Über die Betrachtung der ensembledgemittelten Vektorfelder ließen sich zwischen den Motorzyklen und verschiedenen Ebenen wiederkehrende Strukturen identifizieren. Durch die Darstellung aller phasengleichen Strömungsfelder der verschiedenen Messebenen in chronologischer Abfolge konnte die Entwicklung der Drallströmung detailliert visualisiert werden. Es wurde deutlich, dass sich die Drallströmung schon während des Ansaugvorgangs im unteren Bereich des Zylinders zu formieren beginnt. In der Kompressionsphase, nachdem die Einlassventile geschlossen sind, breitet sich die Drallströmung dann von unten nach oben im Brennraum aus, bis eine nahezu einheitliche Rotationsgeschwindigkeit erreicht ist. Mittels der Verfolgung der Drehzentren in den verschiedenen Messebenen konnte außerdem belegt werden, dass die Achse der Drallströmung leicht schräg durch den Brennraum verläuft und während des Verdichtungstaktes umher taumelt. Ebenfalls gut erkennbar ist die Zentrierung des Drallwirbels in der Mitte des Brennraums gegen Ende der Kompression. Die phasenabhängige Berechnung einer über alle Messebenen gemittelten Drallzahl trägt zusätzlich zum Verständnis der Strömungsvorgänge im Inneren des Zylinders bei. Auf diese Weise wird verdeutlicht, wie sich die Drallströmung global im Brennraum während des Ansaugtakts auszubilden beginnt, wie sie sich im Kompressionstakt über den ganzen Brennraum hinweg etabliert und wie sich ihre Rotation nahe OT bei Eintritt in die Kolbenmulde beschleunigt.

Die zweite Reihe der Strömungsmessungen wurde mittels High-Speed-PIV durchgeführt. Erstmals konnte die Brennraumströmung eines komplett optisch zugänglichen Dieselmotors über den gesamten Ansaug- und Kompressionstakt hinweg mit dieser zeitlich und räumlich hohen Auflösung erfasst und untersucht werden. Betrachtet wurden insgesamt drei verschiedene horizontale Ebenen sowie eine vertikale Messebene. In jeder dieser Ebenen erfolgten Messungen bei vier verschiedenen Drehzahlen von $n = 500 \text{ min}^{-1}$ bis 2000 min^{-1} . Bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ wurden außerdem drei unterschiedliche Ladedrücke von $p_L = 1.0 \text{ bar}$ bis 1.2 bar untersucht. Besonders hervorzuheben ist auch die sehr hohe Zahl an aufeinander folgenden Zyklen, die aufgezeichnet wurden. So wurden bei allen Messungen mindestens 100 Zyklen aufgenommen, bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ wurden in allen Ebenen sogar mehr als 200 Zyklen erfasst. Die im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Messungen stellen somit eine außerordentlich umfangreiche Datenbasis zur Verfügung.

Durch die Untersuchungen wurde nachgewiesen, dass auch mit dem HS-PIV-System, trotz der relativ geringen Pulsenergie des Lasers, mit Graphitpartikeln als Tracer qualitativ hochwertige Partikelbilder aufgezeichnet werden können. Es konnte belegt werden, dass die High-Speed-PIV-Vektorfelder im Ensemblemittel denen der konventionellen PIV-Messungen entsprechen. Demonstriert wurde außerdem, dass bei richtig eingestellter Seeding-Dichte Strömungsmessungen von der frühen Ansaugphase bis in die späte Kompressionsphase hinein möglich sind. Gleiches gilt für Messungen in horizontalen Messebenen hinsichtlich eines über den gesamten Zyklus hinweg konstant gehaltenen Bildabstands Δt . Sowohl die in einem Vektorfeld auftretende Geschwindigkeitsdynamik als auch der Dynamikbereich der auftretenden Geschwindigkeit zwischen Ansaug- und Kompressionstakt können mit einem richtig gewählten, konstanten Δt abgebildet werden. In vertikalen Messebenen musste jedoch festgestellt werden, dass der Dynamikbereich des Messsystems mit konstantem Bildabstand Δt weder ausreicht, um die während der Ansaugphase in

einem Einzelbild auftretenden Geschwindigkeiten korrekt wiederzugeben (Ventilströmung) noch um die Geschwindigkeitsdynamik einer Zeitreihe von Bildern zu erfassen (Ansaugphase vs. Kompressionsphase).

Generell erlauben die Messungen jedoch, die Entwicklung der Strömung in einzelnen Zyklen genau zu verfolgen. Anhand der resultierenden Vektorfelder wurde detailliert untersucht, wann, wo und wie sich die Drallströmung im Zylinder ausbildet und wie stark dieser Vorgang in aufeinander folgenden Zyklen variiert. Zu diesem Zweck wurde in jedem der erfassten Zyklen die Bewegung des Drallzentrums verfolgt. Durch die sich ergebenden Trajektorien konnte gezeigt werden, dass der Pfad, entlang dem sich das Drehzentrum bewegt, zwar in jedem Zyklus variiert, die Grundcharakteristik der Bewegung aber in jedem Zyklus identisch bleibt. Die Bewegung des Drallzentrums in den unterschiedlichen Messebenen korreliert miteinander, wodurch die zuvor bereits in ensemblegemittelten Vektorfeldern beobachtete Taumelbewegung der Drallachse auch in individuellen Zyklen nachgewiesen werden konnte. Mittels der Drehzahlvariation wurde belegt, dass die Struktur der Brennraumströmung und damit auch die Art und Weise, wie sich die Drallströmung im Zylinder ausbildet, nicht von der Motordrehzahl abhängt. Es konnte aber klar gezeigt werden, dass die Rotationsgeschwindigkeit der Drallströmung unabhängig von der Motorphase proportional zur Drehzahl ansteigt. Damit wurde nachgewiesen, dass die Motordrehzahl eine geeignete Größe für die Normierung von Kennzahlen wie z.B. der Drallzahl ist. Interessante Erkenntnisse konnten auch hinsichtlich des Einflusses der Drehzahl auf Zyklusschwankungen gewonnen werden. So wurde einerseits der Nachweis erbracht, dass die Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit entsprechend der Winkelgeschwindigkeit proportional mit der Drehzahl ansteigen. Andererseits ließ sich verdeutlichen, dass die Variabilität der Grobstruktur der Strömung, z.B. über die Position des Drehzentrums, von der Drehzahl unbeeinflusst bleibt. Neben der Drehzahl wurde auch der Ladedruck variiert, wobei in dem betrachteten Druckbereich keinerlei Einfluss auf die Strömung festgestellt werden konnte.

Neben der Untersuchung von Strömungsstruktur und Geschwindigkeit erfolgte eine Analyse der Messdaten auch mittels statistischer Verfahren. Für jedes der Vektorfelder wurde auf Basis der klassischen Reynolds-Zerlegung die kinetische sowie die turbulente kinetische Energie des Strömungsfelds ermittelt. Hier konnten, unterstützt durch die Simulationen von Eva Brüßies (12), wertvolle Erkenntnisse darüber gewonnen werden, in welchem Maße die turbulente kinetische Energie durch die PIV-Messungen erfasst wird. Anhand der berechneten Energien ließ sich beispielsweise zeigen, wie die kinetische Energie der Einlassströmung während des Ansaug- und Kompressionsvorgangs in Rotationsenergie der Drallströmung überführt wird. Hinsichtlich der turbulenten kinetischen Energie wurde dargelegt, wie diese in der frühen Ansaugphase rapide ansteigt, ihr Maximum bei voll geöffnetem Einlassventil erreicht und schließlich in der zweiten Hälfte des Ansaugtaktes und während der Kompressionsphase kontinuierlich absinkt. Außerdem konnte gezeigt werden, wie sich das Turbulenzniveau der Strömung nahe dem oberen Totpunkt durch die Quetschpaltströmung wieder erhöht. Die Messungen belegen weiterhin, dass sowohl die kinetische Energie als auch die turbulente kinetische Energie der Gasströmung nahezu proportional mit dem Quadrat der Motordrehzahl ansteigen. Auch die Zyklusschwankungen der kinetischen Energie und der turbulenten kinetischen Energie skalieren in erster Näherung linear mit der Drehzahl des Motors. Da die mittels Reynolds-Zerlegung berechnete turbulente kinetische Energie immer auch Geschwindigkeitsschwankungen der Turbulenz zuschlägt, die ihren Ursprung in der zyklischen Variabilität großer Strömungsstrukturen haben, wurde exemplarisch für einen Fall versucht, den Beitrag großskaliger Schwankungen von dem kleinskaliger, turbulenter Schwankungen mittels der Proper Orthogonal Decomposition (POD) zu trennen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen legen nahe, dass für den betrachteten Beispielfall, unabhängig von der Motorphase, ungefähr 20% der über die Reynolds-Zerlegung ermittelten Turbulenz auf die Schwankung großer Strukturen zwischen einzelnen Motorzyklen zurückzuführen sind. Die Aussagekraft dieser Untersuchungen muss allerdings hinterfragt werden, da zur Bestimmung der Turbulenz mittels POD die Wahl einer Grenz-eigenmode erforderlich ist. Ein klares physikalisches Kriterium für diese Wahl existiert allerdings nicht.

Neben den reinen Strömungsuntersuchungen, die den wesentlichen Teil der Arbeit ausmachen, wurden zusätzlich Stichversuche mit Kraftstoffeinspritzung durchgeführt. So erwiesen sich sowohl das Messsystem als auch insbesondere die Tracerpartikel grundsätzlich für die Analyse von Mehrphasenströmungen in Verbrennungsmotoren als geeignet. Eine Analyse der Ergebnisse ergibt Folgendes: Die Einspritzung, zumindest bei den hier eingespritzten Mengen, führt zwar zu einer kurzzeitigen Erhöhung des Turbulenzniveaus der Strömung, vermag es aber nicht, das Strömungsfeld weder signifikant noch nachhaltig zu beeinflussen.

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass die im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wesentlich zur Verbesserung des Verständnisses der Strömungsvorgänge im Inneren eines Dieselmotors beitragen. Außerdem stellen die Ergebnisse der Messungen aufgrund ihrer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung sowie ihres außerordentlichen Umfangs eine wertvolle Basis für die Validierung von Strömungssimulationen dar (12). Durch den erfolgreichen Einsatz von Graphitpartikeln als Tracer in Verbindung mit einem High-Speed PIV-System mit relativ geringer Laserenergie zur Analyse innermotorischer Strömungsvorgänge eröffnen sich darüber hinaus vielfältige Möglichkeiten für weitergehende Untersuchungen, die das Verständnis von Strömung, Gemischbildung und Verbrennung sowie deren Schwankungen zwischen Zyklen grundlegend verbessern können.

Ausblick

Eine Weiterführung dieser Arbeit sollte sich im Wesentlichen auf eine Weiterentwicklung von drei verschiedenen Bereichen konzentrieren:

- des Transparentmotors und des Partikelgenerators,
- der Messtechnik,
- der Methodik der Datenanalyse.

Bezogen auf den Transparentmotor sollte ein System zur Überwachung der Kolbentemperatur während der Messung entwickelt werden. Bei einer zu starken Erwärmung des Titankolbens kann es durch dessen Ausdehnung zum Aufsprengen des Glaszylinders kommen. Die Kenntnis der Kolbentemperatur würde deshalb den Betrieb des Motors deutlich einfacher und sicherer machen und böte darüber hinaus die Möglichkeit, die maximale Betriebsdauer des Motors während eines Experiments zu verlängern. Realisieren ließe sich die Temperaturüberwachung über einen telemetrischen oder einen optischen Ansatz.

Auch hinsichtlich des Partikelgenerators besteht Potenzial, dessen Betrieb zu verbessern. Einerseits könnte durch einen kleineren Flowcontroller eine genauere Dosierbarkeit der Partikel erreicht werden, auf der anderen Seite würde eine Bypass-Schaltung erlauben, dass der Partikelgenerator nicht mehr während des Motorexperiments hochgefahren und stabilisiert werden muss. Generell sollten außerdem auch alternative Konzepte zur Partikelgeneration, z.B. Bürstengeneratoren, auf ihre Tauglichkeit für Graphitpartikel hin untersucht werden. Es sei hier auf die Untersuchungen von Buschbeck (28) verwiesen.

Bezüglich weiterer Messungen sollte der Einspritzvorgang mit höherer zeitlicher und räumlicher Auflösung erfasst werden, um so die Interaktion von Kraftstoff und Gasströmung genauer analysieren zu können. Ziel müsste weiterhin sein, das Entrainment von Gas in den Kraftstoffstrahl zu visualisieren. Dies könnte zu einem erheblichen Fortschritt bei der Betrachtung von Turbulenz führen. Generell würde eine Erhöhung von räumlicher und zeitlicher Auflösung auch eine exaktere Bestimmung der kinetischen und der turbulenten kinetischen Energie erlauben. Dadurch ließen sich Simulationsmodelle, wie sie von Eva Brußies eingesetzt wurden, besser bewerten bzw. validieren.

Um der in Verbrennungsmotoren zu beobachtenden Geschwindigkeitsdynamik zwischen Ansaug- und Kompressionstakt Rechnung zu tragen, sollte untersucht werden, ob High-Speed-PIV-Messungen mit phasenabhängigem Doppelbildabstand Δt realisierbar sind und ob solche Messungen zu einer genaueren Abbildung

der Strömungsgeschwindigkeit beitragen können, hier sei auf die Untersuchungen von Baum et al. (10) verwiesen. Um neue Einblicke in die dreidimensionale Natur der Zylinderinnenströmung gewinnen zu können, wären auch simultane High-Speed-PIV-Messungen in einer horizontalen und einer vertikalen Messebene bzw. Stereo-PIV-Messungen sehr hilfreich.

Augenmerk ist außerdem auf die weitere Analyse zyklischer Schwankungen und vor allem ihrer Entstehung zu legen. Auf Basis simultaner High-Speed-Messungen des Strömungsfelds im Brennraum und im Ansaugkanal könnte geklärt werden, wie stark Schwankungen der Einlasskanalströmung mit Zyklusschwankungen der Brennraumströmung korrelieren.

Neben der Frage nach den Ursachen der zyklischen Variabilität der Zylinderinnenströmung sollte auch im Detail analysiert werden, wie sich diese Schwankungen auf Gemischbildung, Entflammung und Verbrennung auswirken. Die neuen Graphit-Tracerpartikel erlauben eine Erfassung des Strömungsfelds bis hin zum Kompressions-OT. Dadurch bietet sich eine Kombination von HS-PIV mit anderen Messverfahren zur Gemischbildungs- und Verbrennungsanalyse wie z.B. LIF oder OH-Chemilumineszenz an.

Wesentlichste Herausforderung bei der Analyse der motorischen Strömung ist und bleibt die Bestimmung turbulenter Größen. Der im Zuge dieser Arbeit vorgestellte Ansatz der Trennung von Zyklusschwankungen der Grobstruktur und realer Turbulenz mittels Proper Orthogonal Decomposition wird als prinzipiell sehr interessant erachtet. Allerdings fehlt hier ein brauchbares Kriterium zur Definition der Grenzeigenmode. Deshalb sollte sich die Weiterarbeit auch auf die Suche eines einleuchtenden und physikalischen Kriteriums zur Bestimmung der Modengrenze konzentrieren, um so zukünftig aussagekräftige und vergleichbare Aussagen zum Turbulenzniveau der Brennraumströmung verschiedener Motoren machen zu können.

A Anhang

A.1 Messverfahren zur Analyse der Zylinderinnenströmung

In Abschnitt 3.2 wurden die Heizdraht-Anemometrie und die Laser-Doppler-Anemometrie als Messverfahren vorgestellt, die eine Untersuchung der Brennraumströmung erlauben. In den folgenden Abschnitten wird auf Details der Messverfahren bzw. deren Ansatz zur Bestimmung von Turbulenzgrößen genauer eingegangen.

A.1.1 Ermittlung von Turbulenzgrößen mittels Heizdraht-Anemometrie

Die Heizdraht-Anemometrie erlaubt aufgrund ihrer hohen Sampleraten einen verhältnismäßig einfachen Zugang zu Turbulenzgrößen der Strömung sowie deren statistische Absicherung über mehrere aufeinander folgende Motorzyklen. Die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} ist dabei üblicherweise definiert als Ensemblemittel der instantanen Geschwindigkeitsprofile u_i , um die herum die Geschwindigkeitsschwankungen auftreten. Sie ändert sich mit dem Kurbelwinkel θ und ist nach Rask (184) beschrieben durch (70):

$$\bar{u}(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i(\theta). \quad (0-1)$$

Die Turbulenzintensität Tu ist dabei definiert über die Standardabweichung σ_u der fluktuierenden Komponente der Geschwindigkeit u' und wird ebenfalls über ein Ensemblemittlungsverfahren berechnet (185):

$$Tu = \frac{\sigma_u}{\bar{u}} \quad (0-2)$$

mit

$$u'(\theta) = u_i(\theta) - \bar{u}_i(\theta) \quad (0-3)$$

und

$$\sigma_u = \left\{ \frac{1}{N(\theta)} \sum_{i=1}^N [u_i(\theta) - \bar{u}(\theta)]^2 \right\}^{1/2} = \sqrt{u'^2}. \quad (0-4)$$

Dieses Vorgehen macht es möglich, neben der mittleren Geschwindigkeit zusätzlich das Turbulenzniveau zu erfassen.

A.1.2 Grundlagen der LDA und Berechnung von Turbulenzgrößen

Grundlagen der Laser-Doppler-Anemometrie

Den Ausgangspunkt des LDA-Messprinzips stellen die Welleneigenschaften von Licht dar. Sie führen dazu, dass das von einer bewegten Strahlungsquelle emittierte bzw. das von einem sich bewegenden Objekt empfangene Licht eine Frequenzverschiebung gegenüber dem Ursprungssignal aufweist. Diese Dopplerverschiebung genannte Frequenzänderung ist abhängig von der Relativgeschwindigkeit zwischen Sender und Empfänger und tritt im Falle von angeleuchteten Tracerpartikeln gleich zweimal auf, da das sich bewegende Teilchen erst Licht „empfängt“ und dann sofort wieder in Form von „Streulicht“ sendet.

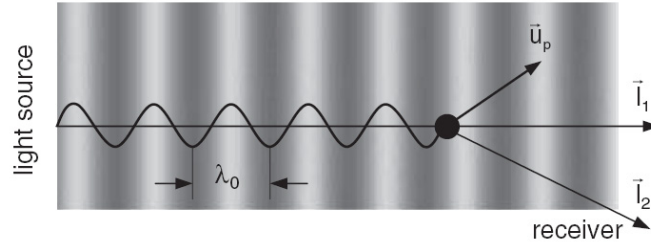


Abbildung 0-1: Optisches System mit Lichtquelle und bewegtem Streuteilchen (79)

Der Zusammenhang zwischen Sendefrequenz f_0 , dopplerverschobener Frequenz f_2 , der Partikelgeschwindigkeit und Richtung \vec{u}_p sowie der Beleuchtungs- und Detektionsrichtung \vec{l}_1 und \vec{l}_2 ist gegeben durch (Abbildung 0-1):

$$f_2 = f_0 \left(1 - \frac{\vec{u}_p \cdot \vec{l}_1}{c} \right) \left(1 + \frac{\vec{u}_p \cdot \vec{l}_2}{c} \right). \quad (0-5)$$

Unter der Annahme, dass die gemessene Strömungsgeschwindigkeit in der Regel deutlich kleiner ist als die Lichtgeschwindigkeit c , lässt sich Gleichung 0-5 zu

$$f_2 \approx f_0 \left(1 - \frac{\vec{u}_p \cdot \vec{l}_1}{c} + \frac{\vec{u}_p \cdot \vec{l}_2}{c} \right) \quad (0-6)$$

vereinfachen.

Sowohl die Frequenz f_2 , die in der Größenordnung von 10^{15} Hz liegt, als auch die Dopplerverschiebung, die mit etwa $2 \cdot 10^5$ Hz/(m/s) um die Frequenz f_2 herum liegt, können nicht ohne Weiteres gemessen werden (60). Die Dopplerverschiebung wird bei der Laser-Doppler-Anemometrie nicht wie bei der Doppler-Global-Velocimetry mittels Joddampfzelle und Frequenz-Intensitäts-Konvertierung gemessen, sondern durch einen zweiten Laserstrahl gleicher Frequenz. Die LDA-Messsysteme existieren in verschiedensten Ausprägungen, alle folgenden Ausführungen beziehen sich jedoch auf die am weitesten verbreiteten Dual-Beam-Laser-Doppler-Anemometer.

Dabei werden die beiden Laserstrahlen im Winkel 2α miteinander gekreuzt, das Volumen, in dem sich die beiden Strahlen überlagern, wird als Messvolumen bezeichnet. Es ist typischerweise zwischen 0,05 und 0,1 mm dick und zwischen 0,5 und 3 mm lang. Durchläuft ein Tracerteilchen dieses Messvolumen mit der Geschwindigkeit \vec{u}_p , so streut es gleichzeitig das Licht der beiden Laserstrahlen. Da diese unterschiedlich orientiert sind, kommt es in Detektorrichtung \vec{l}_2 nach Formel 0-1 zu zwei unterschiedlichen Frequenzverschiebungen f_{2a} und f_{2b} (79), Abbildung 0-2.

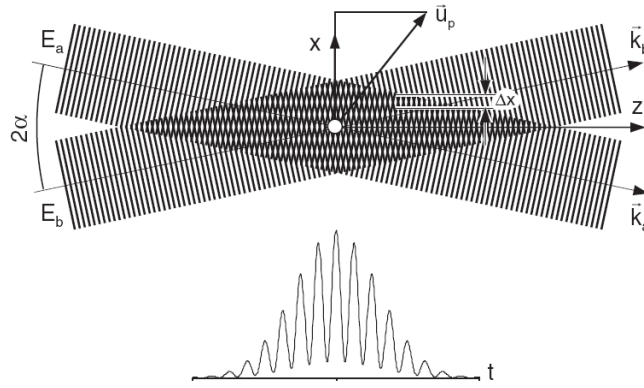


Abbildung 0-2: Prinzip eines Dual-Beam-Laser-Doppler-Anemometers (79)

Die zwei entsprechenden Lichtwellen mit den Frequenzen f_{2a} und f_{2b} überlagern sich auf dem Detektor. Sofern die beiden Lichtwellen kohärent sind, was meist dadurch sichergestellt wird, dass die Strahlen durch Teilung eines Laserstrahls gewonnen werden, erzeugt die Überlagerung auf dem Detektor eine Schwebung mit der Dopplerfrequenz f_D . Sie liegt mehrere Größenordnungen unter f_{2a} und f_{2b} und ist direkt proportional zur Geschwindigkeitskomponente $u_{p\perp}$ des Partikels. $u_{p\perp}$ liegt dabei senkrecht zur Winkelhalbierenden von 2α und ergibt sich durch:

$$u_{p\perp} = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha} f_D. \quad (0-7)$$

Da sowohl die Wellenlänge λ_0 als auch der Winkel zwischen den beiden Laserstrahlen 2α während der Messung konstant bleiben, stellt die Laser-Doppler-Anemometrie ein Messverfahren dar, das im Gegensatz zur Hot-Wire-Anemometrie nicht kalibriert werden muss. Ein weiterer Vorteil ist die Unabhängigkeit der Dopplerfrequenz von der Detektorposition. Dies erlaubt den Aufbau von LDA-Systemen, die Sende- und Detektoreinheit in einem Modul zusammenfassen (79).

Unbefriedigend ist allerdings, dass die Dopplerfrequenz auch unabhängig von der Bewegungsrichtung des Tracerpartikels ist, d.h. ein Teilchen, das von oben nach unten das Messvolumen durchquert, liefert das gleiche Burst-Signal (Abbildung 0-2) wie ein Partikel, das sich mit gleicher Geschwindigkeit von unten nach oben bewegt. Gelöst wird dieses Problem durch die Verschiebung der Frequenz eines der beiden Laserstrahlen mittels einer sogenannten Bragg-Zelle (186), (78). Um zu verstehen, welche Folgen dies auf das System hat, empfiehlt sich eine Betrachtung über das Interferenzmodell.

Kreuzt man zwei Laserstrahlen gleicher Frequenz, so entsteht in der Schnittebene ein Interferenzmuster, wie in Abbildung 0-2 dargestellt. Dabei ist die Intensität quer zur optischen Achse z moduliert mit der Periode

$$\Delta x = \frac{\lambda_0}{2 \sin \alpha}. \quad (0-8)$$

Dadurch ergibt sich mit Gleichung 0-7 die Partikelgeschwindigkeit in Richtung x mit

$$u_{p\perp} = \Delta x \cdot f_D. \quad (0-9)$$

Durch diesen Zusammenhang wird klar, dass die Dopplerfrequenz auch als die Frequenz verstanden werden kann, mit der sich die Intensität des Lichts, das von einem sich durch das Messvolumen bewegenden Teilchen gestreut wird, verändert (Abbildung 0-2 unten). Das absolute Intensitätsmaximum tritt dabei dann auf, wenn sich das Teilchen in der Mitte des Messvolumens befindet.

Verschiebt man nun Lichtwelle A um die Frequenz f_{shift} , so erhält man im Messvolumen ein sich mit der Geschwindigkeit $u_{shift} = -f_{shift} \cdot \Delta x$ in negativer x-Richtung bewegendes Interferenzmuster, Abbildung 0-3. Durch die Verschiebung verändert sich Gleichung 0-7 für diesen Strahl zu

$$f_2 = (f_0 + f_{shift}) \left(1 - \frac{\vec{u}_p \cdot \vec{l}_1}{c} + \frac{\vec{u}_p \cdot \vec{l}_2}{c} \right). \quad (0-10)$$

Die Frequenz f_{shift} ist deutlich kleiner zu wählen als die des Laserlichts. Sie muss aber gleichzeitig höher sein als die von der maximalen Teilchengeschwindigkeit verursachte Dopplerfrequenz. So wird sichergestellt, dass die vom Detektor aufgenommene Frequenz f_{detect} als Differenz zwischen den Frequenzen der beiden Laserstrahlen f_{2a} und f_{2b} immer positiv bleibt.

$$f_{detect} = f_{2a} - f_{2b}. \quad (0-11)$$

Die Geschwindigkeitskomponente $u_{p\perp}$ ist in diesem Fall dann definiert als

$$u_{p\perp} = \Delta x (f_{detect} - f_{shift}). \quad (0-12)$$

Durch diesen Vergleich von Detektorfrequenz f_{detect} und Verschiebefrequenz f_{shift} ist es möglich, neben dem Betrag der Partikelgeschwindigkeit auch die Richtung der Bewegung zu ermitteln.

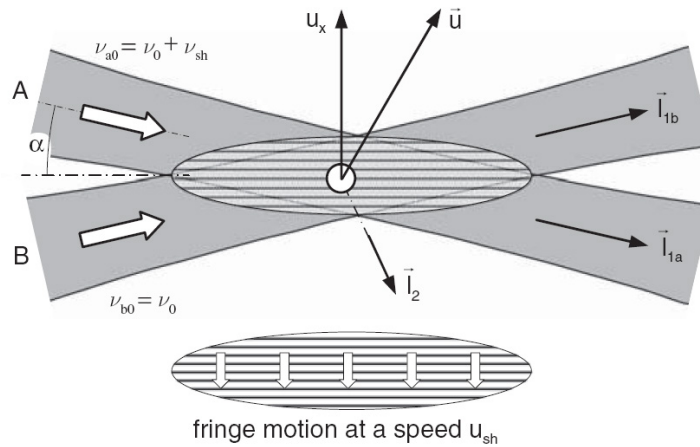


Abbildung 0-3: Bewegtes Interferenzmuster im Messvolumen (79)

Mittlere (Partikel-) Geschwindigkeit

Die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} wird benötigt, um Turbulenzgrößen der Zylinderinnenströmung berechnen zu können. Bei ihrer Bestimmung ist darauf zu achten, dass die Geschwindigkeitsinformationen bei LDA-Systemen nicht in äquidistanten Gradkurbelwinkel-Inkrementen zur Verfügung stehen, sondern nur dann, wenn sich ein Partikel im Messvolumen aufhält. Im Wesentlichen gibt es drei verschiedene Ansätze, die mittlere Geschwindigkeit zu berechnen: die Ensemble-Mittelung, die Zyklusmittelung und die Wavelet-basierte Mittelung. Details zu den einzelnen Verfahren sind bei Sullivan et al. (118), Liou et. al (157) und Rask (187) nachzulesen. Die am weitesten verbreitete Methode zur Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit \bar{u} stellt die Ensemble-Mittelung (84), (80) dar:

$$\bar{u}(\bar{\theta}) = \frac{1}{N(\bar{\theta})} \sum_{i,j} u(\theta_{i,j}) \text{ für alle } \theta_{i,j} \in [\bar{\theta} - \Delta\theta/2, \bar{\theta} + \Delta\theta/2,]. \quad (0-13)$$

θ bezeichnet dabei den momentanen Kurbelwinkel, $\Delta\theta$ den Kurbelwinkelbereich, in dem Geschwindigkeitsmessungen auf einen Stützstellenwert $\bar{\theta}$ zusammengefasst werden, i bezieht sich auf den Zyklus und j auf die Nummer der Einzelpartikelgeschwindigkeit, die innerhalb des Kurbelwinkelbereichs $\bar{\theta} \pm \Delta\theta/2$ gemessen wurde. $N(\bar{\theta})$ gibt die Gesamtzyklenzahl an, über die aufaddiert wird. Die Standardabweichung σ_u der fluktuierenden Geschwindigkeit u' ist dann gegeben durch:

$$\sigma_u = \left\{ \frac{1}{N(\bar{\theta})} \sum_{i,j} [u(\theta_{i,j}) - \bar{u}(\bar{\theta})]^2 \right\}^{1/2} \text{ für alle } \theta_{i,j} \in [\bar{\theta} - \Delta\theta/2, \bar{\theta} + \Delta\theta/2,]. \quad (0-14)$$

Ein Problem dieser Definition ist allerdings, dass die Ursache der Geschwindigkeitsschwankungen unberücksichtigt bleibt. So wird nicht zwischen Geschwindigkeitsschwankungen unterschieden, die durch Turbulenz verursacht werden und denen, die infolge Strömungsschwankungen von Zyklus zu Zyklus auftreten (84), (27).

Bestimmung von Turbulenzgrößen

Die mittlere Geschwindigkeit der Komponenten \bar{u} ist wie bei der Hot-Wire-Anemometrie als arithmetisches Mittel der instantanen Strömungsgeschwindigkeiten u_i definiert

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i, \quad (0-15)$$

wobei N die Gesamtzahl der Geschwindigkeitsmessungen darstellt. Im Fall der Laser-Doppler-Anemometrie werden Geschwindigkeitsfluktuationen um diese mittlere Geschwindigkeit herum im Sinne der Statistik als Standardabweichung der mittleren Komponentengeschwindigkeit betrachtet. Sie ist auch hier gegeben durch

$$\sigma_u = \left\{ \frac{1}{N(\theta)} \sum_{i=1}^N [u_i(\theta) - \bar{u}(\theta)]^2 \right\}^{1/2} = \sqrt{u'^2}. \quad (0-16)$$

Damit lässt sich ebenso wie bei einem Heizdraht-Anemometer die auf die Geschwindigkeitskomponente u bezogene Turbulenzintensität berechnen

$$Tu = \frac{\sigma_u}{\bar{u}}. \quad (0-17)$$

Für den Fall, dass alle drei Geschwindigkeitskomponenten simultan gemessen wurden, ergibt sich die Turbulenzintensität dann nach (79) und (60) als

$$Tu = \frac{1}{\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}} \sqrt{\frac{1}{3}(\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2)}. \quad (0-18)$$

Die Messung aller drei Geschwindigkeitskomponenten ist äußerst aufwändig und deshalb eher selten. Am weitesten verbreitet sind Systeme, mit denen sich zwei Geschwindigkeitskomponenten erfassen lassen.

A.2 Partikelrohbilder

Konventionelles PIV

Das in Abbildung 0-4 gezeigte Partikelbild wurde bei $\theta = 80^\circ \text{KW nGOT}$ aufgenommen. Hier ist gut zu erkennen, dass auch die Kolbenmulde praktisch uneingeschränkt einsehbar ist. Außerdem lässt sich durch die Struktur des Partikelseedings, rechts vom Einlassventil, erahnen, wie weit die Ventilspaltströmung in den Brennraum eindringt. Links des Ventils sind allerdings aufgrund starker Wandreflexe kaum einzelne Partikel zu identifizieren.

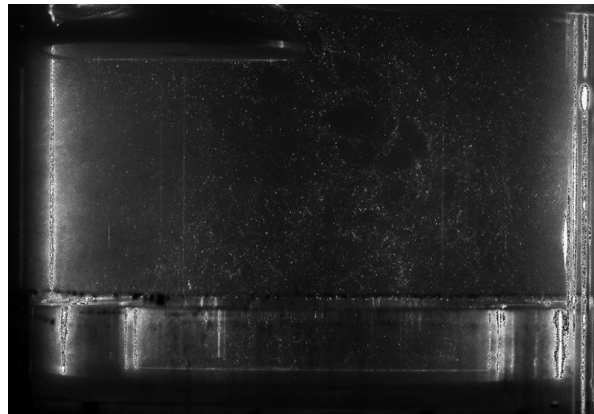


Abbildung 0-4: Partikelrohbild, aufgenommen mit konventionellem PIV-System in der Zylindermittenebene bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2 \text{ bar}$ und $\theta = 80^\circ \text{KW nGOT}$

High-Speed-PIV

Aufgrund der während der HS-PIV-Messungen unveränderten Position der Kamera, verschiebt sich deren Blickwinkel im Laufe der Kompression nach oben. Abbildung 0-5 zeigt ein Partikelbild, aufgenommen bei 320°KW nGOT . Durch den sich nach oben bewegenden Kolben wird der Blick in den Brennraum dabei zunehmend versperrt. Nahe OT ist durch diesen schrägen Blick von unten gegen den Kolben eine Beobachtung des Brennraums praktisch nicht mehr möglich. In Abbildung 0-6 ist der gleiche Ausschnitt zum gleichen Zeitpunkt dargestellt. Allerdings wurde die Kamera hier zur Visualisierung der Quetschspaltströmung nach oben verschoben, so dass sie, vom Kolben ungehindert, direkt in den Zylinder blicken kann. Nichtsdestotrotz sind in der Kolbenmulde kaum Partikel zu erkennen. Dies liegt zum einen an der zu diesem Zeitpunkt bereits relativ hohen Partikeldichte, zum andern daran, dass das von den Partikeln in der Mulde gestreute Licht auf seinem Weg zum Detektor drei Glasflächen durchdringen muss, nämlich die Innenfläche der Kolbenmulde, die Außenfläche des Kolbenkragens sowie die Zylinderwand. Auf allen diesen Flächen haben sich Partikel abgelagert. Sich auf der Innenseite der Kolbenmulde ergebende Reflexe beeinträchtigen die Messung in diesem Bereich zusätzlich.

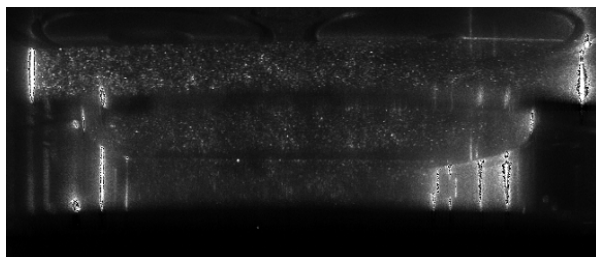


Abbildung 0-5: Partikelrohbild, aufgenommen mit HS-PIV-System in der Ventilmittenebene bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2 \text{ bar}$ und $\theta = 320^\circ \text{KW nGOT}$, hier: schräger Blick von unten nach oben

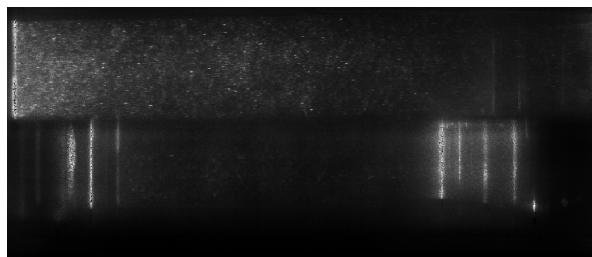


Abbildung 0-6: Partikelrohbild, aufgenommen mit HS-PIV-System in der Ventilmittenebene bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_L = 1,2 \text{ bar}$ und $\theta = 320^\circ \text{KW nGOT}$, hier: senkrechter Blick auf Messebene

Hintergrundabzug

Wie in Abschnitt 5.1 beschrieben, werden die Partikelbilder im Falle horizontaler Messungen über einen im hohlen Langkolben des Motors ortsfest montierten 45° -Spiegel von unten durch den Glaskolben aufgenommen. Der entsprechende Blick auf den Zylinderkopf ist in Abbildung 0-8 dargestellt. Die Lage des Einlass- und Auslassventils sowie des Injektors und der Glühkerze sind darauf gut zu erkennen.

Diese Elemente finden sich auch auf vielen Partikelbildern als Hintergrundstrukturen wieder. So sind beispielsweise in der Drallebene nahe des Zylinderkopfs in der Regel der Zylinderkopf und die Ventile zu sehen, Abbildung 0-7 links. Da Hintergrundstrukturen bzw. Reflexe bei der Korrelation problematisch sind, ist es sinnvoll, diese jeweils durch ein Hintergrundbild (Mittelwertbild) von den Messbildern abziehen, so verschwindet der Hintergrund, wohingegen die einzelnen Partikel lediglich geringfügig in ihrer Intensität reduziert werden. Dieser Effekt ist beispielhaft in Abbildung 0-7 (rechts) dargestellt.

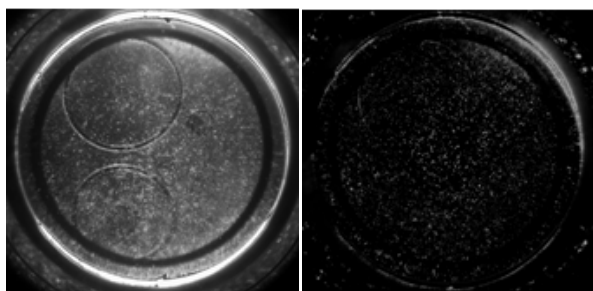


Abbildung 0-7: Hintergrundabzug des Mittelwertbilds vom Rohbild, konventionelle PIV, links Rohbild, rechts Partikelbild nach Abzug des Mittelwertbilds

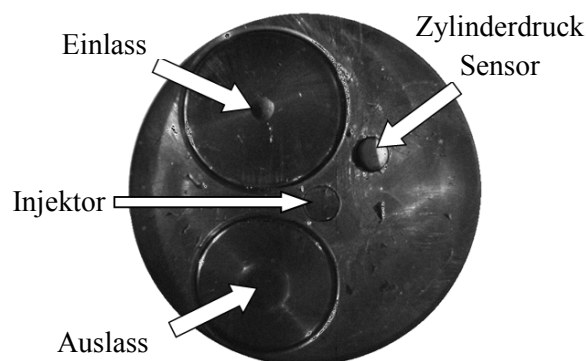


Abbildung 0-8: Blick von unten auf das Brennraumdach

A.3 Einfluss des Ladedrucks auf die Strömungsstruktur

In Abschnitt 8.1 wurde anhand von in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ gemessener Strömungsfelder gezeigt, dass der Ladedruck weder während des Ansaugens noch während der Kompression des Gases einen Einfluss auf die Struktur der Strömung besitzt.

In den Abbildungen 0-9 bis 0-11 sind Strömungsfelder bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ und Ladedrücken von $p_L = 1,2 \text{ bar}$ bis $p_L = 1,0 \text{ bar}$ in den Ebenen $z = 10 \text{ mm}$ und $z = 70 \text{ mm}$ dargestellt. In der $z = 10 \text{ mm}$ -Ebene zeigen die

Vektorfelder die Zeitpunkte $\theta = 90^\circ \text{KW nGOT}$ (Mitte der Ansaugphase) und $\theta = 270^\circ \text{KW nGOT}$ (Mitte der Kompressionsphase). Die für die Ebene $z = 70 \text{ mm}$ dargestellten Vektorfelder wurden im unteren Totpunkt gemessen.

Die Vektorfelder bestätigen in beiden Ebenen und zu allen drei Zeitpunkten den Befund, dass der Ladedruck keinen Einfluss auf die Struktur und die gemittelte Geschwindigkeit der Zylinderinnenströmung besitzt, siehe Tabelle 8-2.

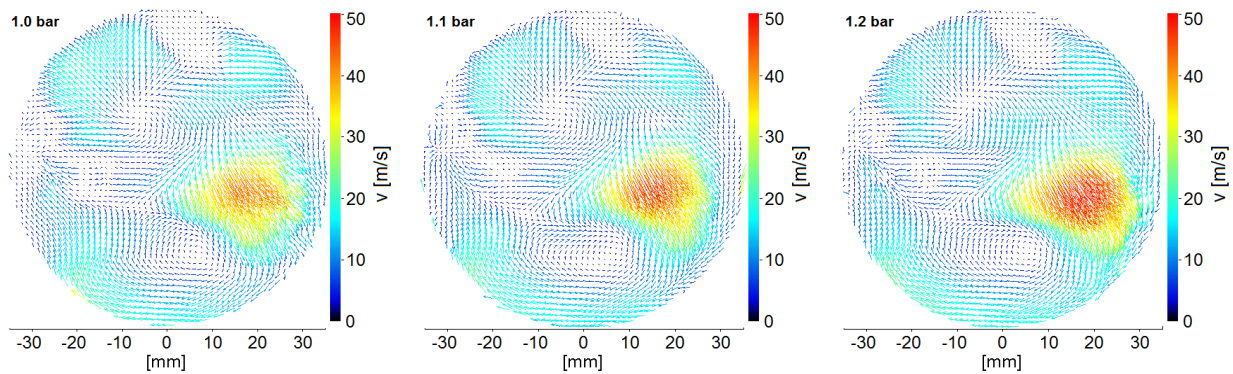


Abbildung 0-9: Ensemble-gemittelte Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $\theta = 90^\circ \text{KW nGOT}$ für $p_L = 1,0 \text{ bar}$, $p_L = 1,1 \text{ bar}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$ und eine Drehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$

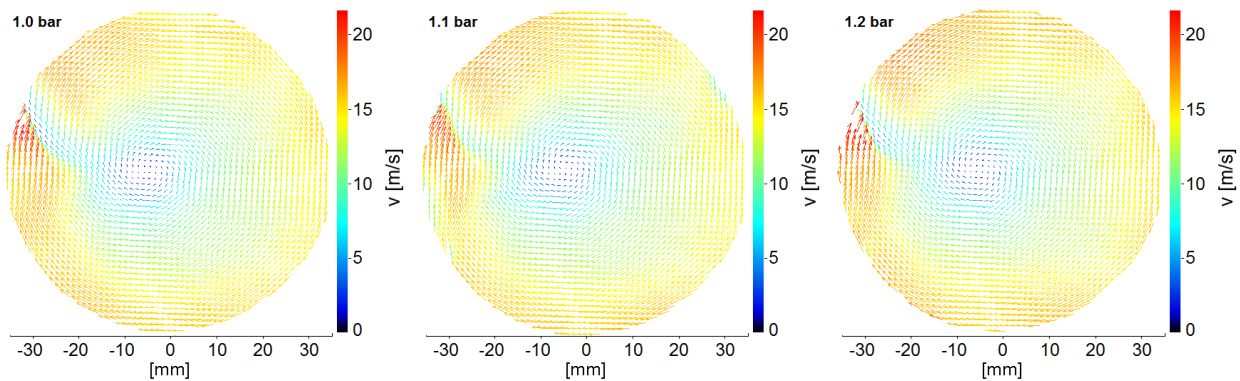


Abbildung 0-10: Ensemble-gemittelte Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $\theta = 270^\circ \text{KW nGOT}$ für $p_L = 1,0 \text{ bar}$, $p_L = 1,1 \text{ bar}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$ und eine Drehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$

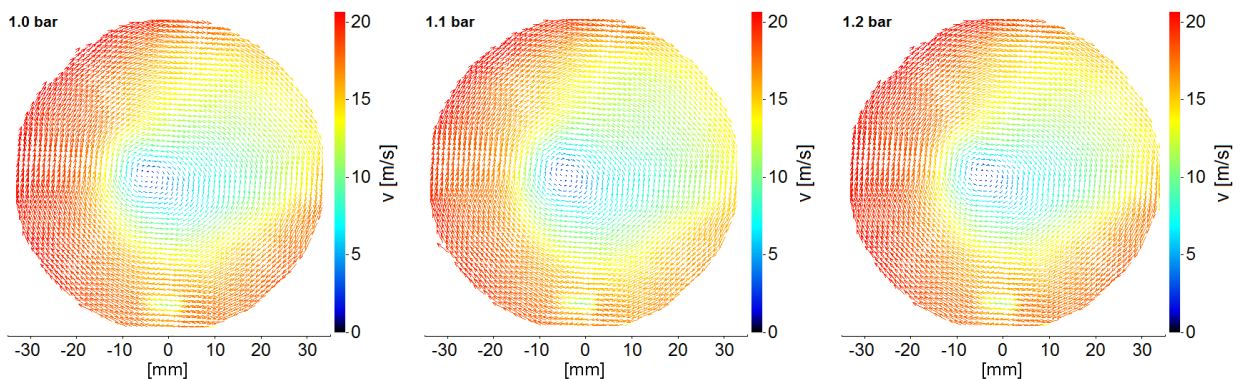


Abbildung 0-11: Ensemble-gemittelte Vektorfelder (HS-PIV) in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ bei $\theta = 180^\circ \text{KW nGOT}$ für $p_L = 1,0 \text{ bar}$, $p_L = 1,1 \text{ bar}$ und $p_L = 1,2 \text{ bar}$ und eine Drehzahl von $n = 1500 \text{ min}^{-1}$

A.4 Drehzahlnormierte kinetische und turbulente kinetische Energie

Dargestellt in Abbildung 0-12 bis Abbildung 0-14 sind die normierten Verläufe der kinetischen (links) sowie der turbulenten kinetischen Energie (rechts) in den Ebenen $z = 10 \text{ mm}$, 40 mm und 70 mm für die Drehzahlen $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$. Wie in Abschnitt 8.4.1 ausgeführt, steigen die kinetische und die turbulente kinetische Energie ungefähr quadratisch mit der Drehzahl. Um diesen Zusammenhang klarer herauszuarbeiten, wurde in den Abbildungen unten eine drehzahlnormierte Darstellung gewählt. Wichtig zu erwähnen ist dabei, dass die Energien eine quadratische Beziehung zur Strömungsgeschwindigkeit besitzen, weshalb die Normierung hier über das Quadrat der Drehzahl durchgeführt wurde.

Die Graphen in den Abbildungen 0-12 bis 0-14 belegen anschaulich, dass sowohl die kinetische als auch die turbulente kinetische in allen betrachteten Ebenen, insbesondere in der Kompressionsphase, proportional mit der Drehzahl ansteigen.

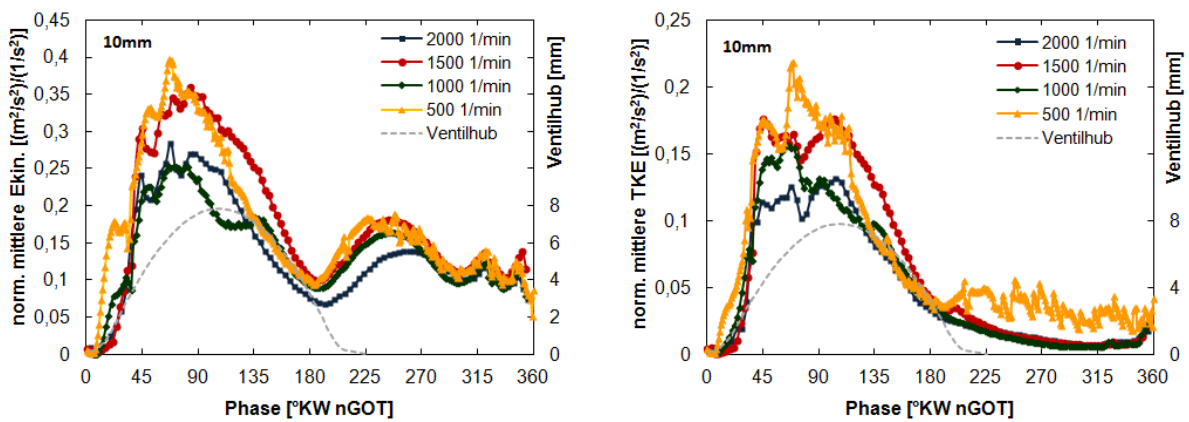


Abbildung 0-12: Phasengemittelte, räumlich gemittelte kinetische und turbulente kinetische Energie, normiert auf das Quadrat der Drehzahl für $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ in der Ebene $z = 10 \text{ mm}$ bei $p_L = 1,2 \text{ mm}$, Bereich $\theta = 0 - 360^\circ \text{KW nGOT}$

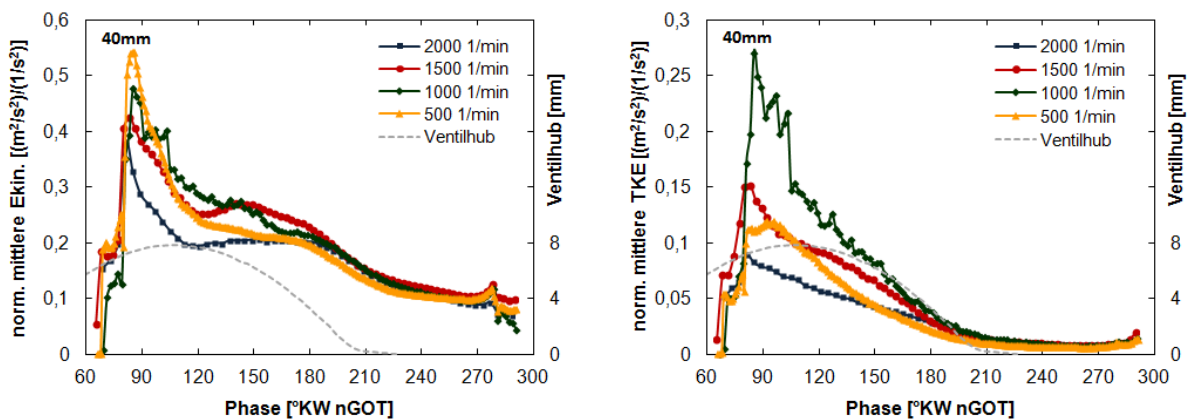


Abbildung 0-13: Phasengemittelte, räumlich gemittelte kinetische und turbulente kinetische Energie normiert, auf das Quadrat der Drehzahl für $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ in der Ebene $z = 40 \text{ mm}$ bei $p_L = 1,2 \text{ mm}$, Bereich $\theta = 68 - 292^\circ \text{KW nGOT}$

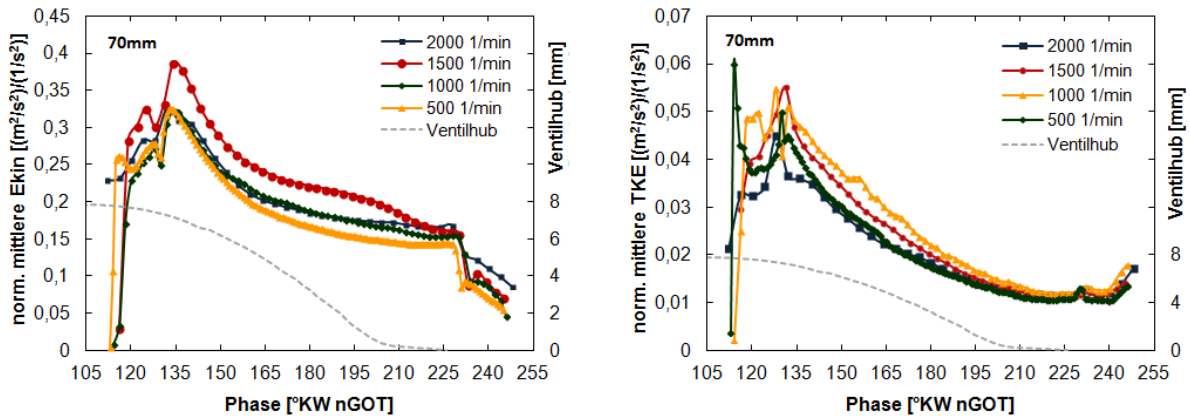


Abbildung 0-14: Phasengemittelte, räumlich gemittelte kinetische und turbulente kinetische Energie, normiert auf das Quadrat der Drehzahl für $n = 500 - 2000 \text{ min}^{-1}$ in der Ebene $z = 70 \text{ mm}$ bei $p_L = 1,2 \text{ mm}$, Bereich $\theta = 114 - 248^\circ \text{KW nGOT}$

A.5 POD-Moden aus der Literatur

Graftieaux et al. (147) untersuchen mittels PIV die Drallströmung in einem zylindrischen Kanal. Der Drallwirbel bewegt sich dabei instationär im Kanal hin und her. Diese Strömung kommt damit der Brennraumströmung eines Dieselmotors nahe. So besitzen das in Abbildung 0-15 dargestellte mittlere Strömungsfeld als auch das in Abbildung 0-16 dargestellte instantane Strömungsfeld hinsichtlich Struktur und Strömungsgeschwindigkeit große Ähnlichkeit mit den im V2-Dieselmotor gemessenen Feldern, Abbildung 8-81 und Abbildung 8-82.

Die von Graftieaux et al. (147) ermittelten Geschwindigkeitsfelder werden über eine POD zerlegt, um Geschwindigkeitsfluktuationen, die infolge des instationären Verhaltens des großskaligen Drallwirbels auftreten, von Geschwindigkeitsfluktuationen, die ihren Ursprung in kleinskaliger Turbulenz besitzen, zu trennen. Die Struktur der sich ergebenden zweiten und dritten Eigenmode (Abbildung 8-83) ist von einem Doppelwirbel geprägt, wobei die Lage der Doppelwirbel zwischen den Moden um ca. 90° gedreht ist. Damit entsprechen diese Moden hinsichtlich ihrer Grundcharakteristik denen, die für die Motorströmung ermittelt wurden, Abbildung 0-17 und 0-18.

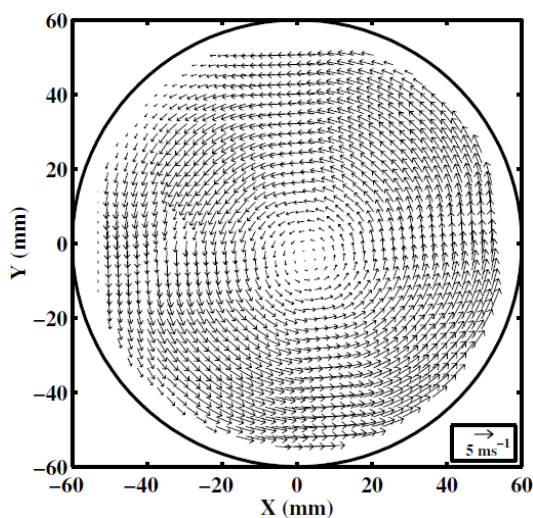


Abbildung 0-15: Mittleres Strömungsfeld (Graftieaux et al. (147))

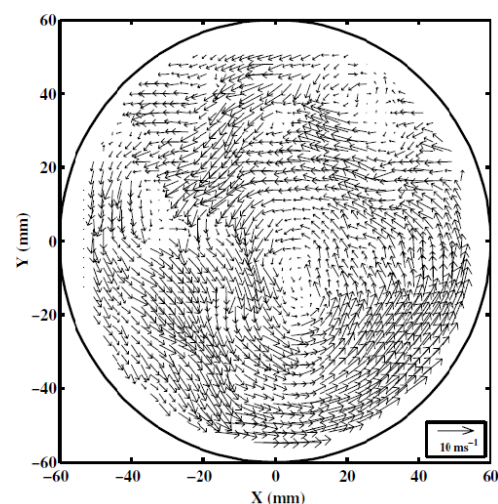


Abbildung 0-16: Instantanes Strömungsfeld (Graftieaux et al. (147))

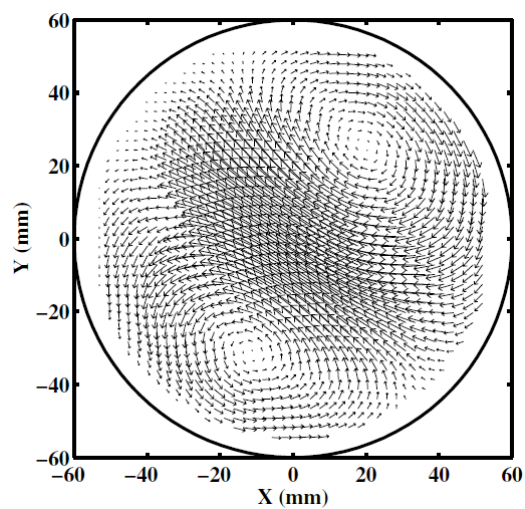


Abbildung 0-17: zweite Mode der POD-Analyse
(Graftieaux et al. (147))

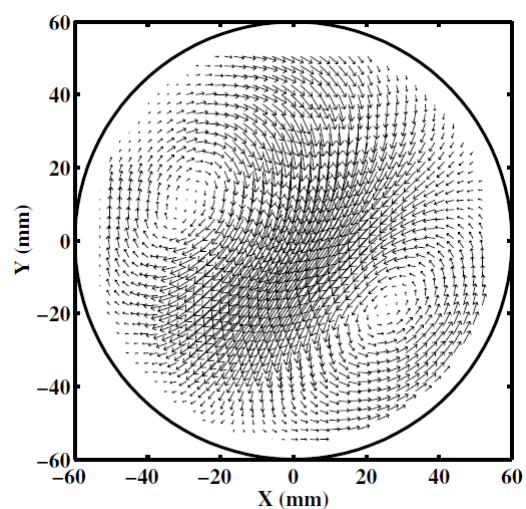


Abbildung 0-18: dritte Mode der POD-Analyse
(Graftieaux et al. (147))

Literaturverzeichnis

1. **World Energy Council.** *Global Transport 2050*. 2011. ISBN: 978-0-946121-14-4 .
2. *Vehicle Ownership and Income Growth, Worldwide: 1960-2030*. **Dargay, J., Gateley, D. and Sommer, M.** s.l. : Institute for Transport Studies, University of Leeds, 2007.
3. *AVL - Future Trends Gasoline Engines*. **Fraidl, G.** Vortrag Waseda University : s.n., 2012.
4. **Kraftfahrt-Bundesamt.** *Der Fahrzeugbestand im Überblick am 1. Januar 2013 gegenüber 1. Januar 2012*. s.l. : Zentrales Fahrzeugregister des Kraftfahrt-Bundesamt, 2013.
5. **Statistisches Bundesamt.** Statista.de. *Fahrleistung aller Kraftfahrzeuge in Deutschland in den Jahren 1994 bis 2012*. [Online] 2014.
6. **Bundesanstalt für Straßenwesen.** Statista.de. *Entwicklung der gesamten Fahrleistung auf Autobahnen in Deutschland von 1990 bis 2012*. [Online] 2014.
7. *So sauber ist das Elektroauto*. **Schwarzer, C.** Zeit Online : Zeitverlag Gerd Bucerius GmbH & Co. KG, 16.01.2014.
8. **Volkswagen AG, Werbebrochure Golf VII.** *Der Golf. Das Auto.* . 2013.
9. **Albrecht, U., et al.** *Kraftstoffstudie - Zukünftige Kraftstoffe für Verbrennungsmotoren und Gasturbinen*. s.l. : Forschungsvereinigung für Verbrennungskraftmaschinen e.V., 2013.
10. **Baum, E., et al.** On The Validation of LES Applied to Internal Combustion Engine Flows: Part 1: Comprehensive Experimental Database. *Flow, Turbulence and Combustion*. Volume 92, Issue 1-2, 2013.
11. **Baumann, M., di Mare, F. and Janicka, J.** On the Validation of Large Eddy Simulation Applied to Internal Combustion Engine Flows Part II: Numerical Analysis. *Flow, Turbulence and Combustion*. Volume 92, Issue 1-2, 2013.
12. **Brußies, Eva.** Simulation der Zylinderinnenströmung eines Zweiventil-Dieselmotors mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell. *Dissertation, Technische Universität Darmstadt* . 2013.
13. 熱効率 - スグデリエンジン - なぜスプリットするのか. *Motor Fan illustrated*. 2013, Vol. 85, ISBN: 978-4-7796-1945-8.
14. **Eichseder, H., Klüting, M. and Piock, W.F.** *Grundlagen und Technologien des Ottomotors*. s.l. : Springer, 2007. ISBN 978-3-211-25774-6.
15. **Diesel, R.** *Theorie und Konstruktion eines rationellen Wärmemotors zum Ersatz der Dampfmaschinen und der heute bekannten Verbrennungsmotoren*. s.l. : Springer, 1893. ISBN: 978 3 642 64941 7.
16. **Gindele, J., et al.** Der neue 2,0-l-Hochleistungs-Vierzylindermotor von Mercedes-AMG. *Motortechnische Zeitschrift*. Vo. 74, Issue 9, pp 664-671, 2013.
17. MAZDA Technology Details - SKYACTIVE Powertrain. *Motor Fan illustarted - Special Edition*. Nov. 2013, ISBN: 978-4-7796-2009-6.

18. **Heiduck, T., et al.** Der Neue 1,8-L-TFSI-Motor von Audi; Teil 2: Gemischbildung, Brennverfahren und Aufladung. *Motortechnische Zeitschrift*. Vol. 72, Issue 7, pp 596-605, 2011.
19. **Heywood, J.** Fluid Motion Within the Cylinder of Internal Combustion Engines - The 1986 Freeman Scholar Lecture. *Journal of Fluids Engineering*. Vol. 109/3, 1987.
20. **Mollenhauer, K. and Tschöke, H.** *Handbuch Dieselmotoren*. s.l. : Springer, 2007. ISBN 978-3-540-72164-2.
21. **Voisine, M., et al.** Spatio-temporal structure and cycle to cycle variations of an in-cylinder tumbling flow. *Experiments in Fluids*. Volume 50, Issue 5, pp 1393-1407, 2011.
22. **Lumley, J.** *Engines - An Introduction*. s.l. : Cambridge University Press, 1999. ISBN: 9780521644891.
23. **Klauer, N., et al.** 2,0-L-Vierzylinder-Ottomotor von BMW mit Turboaufladung für SULEV. *Motortechnische Zeitschrift*. Vol. 73, Issue 5, pp 380-387, 2012.
24. **Gleißner, M.** *Analyse von Brennraumströmung, Gemischbildung und Verbrennung am Transparentmotor mit Benzin-Direkteinspritzung und strahlgeführtem Brennverfahren*. s.l. : Schaker, Dissertation Technische Universität Darmstadt, 2011. ISBN: 978-3-8440-0262-1.
25. **Taylor, C.** *Internal Combustion Engine in Theory and Practice: Vol. 2 - 2nd Edition, Revised: Combustion, Fuels, Materials, Design*. s.l. : The MIT Press, 1985. ISBN: 0262700271.
26. **Ganser, J., Blaxill, H. and Cairns, A.** Hochlast-AGR am turboaufgeladenen Ottomotor. *Motortechnische Zeitschrift*. Vol. 68, Issue 7-8, pp 564-569, 2007.
27. **Enotiadis, A., Vafidis, C. and Withelaw, J.** Interpretation of cyclic flow variations in motored internal combustion engines. *Experiments in Fluids*. 10,77-86, 1990.
28. **Buschbeck, M.** *Laseroptische Analyse der zyklischen Schwankungen in einem Transparentmotor*. s.l. : Dissertation Technische Universität Darmstadt, 2013.
29. **Fajardo, C. and Sick, V.** Kinetic Energy and Dissipation Rate Spectra of High- and Low-Swirl Internal Combustion Engine Flows. *SAE Paper*. 2009-01-0651, 2009.
30. **Funk, C., et al.** Turbulence Properties of High and Low Swirl In-Cylinder Flows. *SAE Paper*. 2002-01-2841, 2002.
31. 圧縮比 - エンジンの高効率化技術 (Compression Ratio - High Efficiency Engines). *Motor Fan illustrated*. 2013, Vol. 77, ISBN: 978-4-7796-1718-8.
32. **Uzkan, T., Borgnakke, C. and Morel, T.** Characterization of Flow Produced by High-Swirl Inlet Port. *SAE Paper*. 830266, 1983.
33. **Glanz, R.** Differentielle Erfassung von Tumble-Srömungsfeldern. *MTZ*. 61, 2000.
34. **Frank, W.** *Beschreibung von Einlasskanalströmungen für 4-Takt-Hubkolbenmotoren auf Grundlage stationärer Durchströmversuche*. RWTH Aachen : Dissertation, 1985.
35. **Fitzgeorge, J. and Allison, J. L.** Air swirl in a road-vehicle diesel engine. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Automobile Division 1947-1970*. Volume 1962, 1962.

36. **Jones, P. E.** Induction system development for high-performance direct-injection diesel engines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*. Volume 180, Number 3N / 1965, 1965.
37. **Merker, G. and Schwarz, C.** *Grundlagen Verbrennungsmotoren: Simulation der Gemischbildung, Verbrennung, Schadstoffbildung und Aufladung*. s.l.:Vieweg +Teubner, 2009. ISBN 978-3-8348-0740-3.
38. **Thien, G.** Entwicklungsarbeiten an Ventilkälen von Viertakt-Dieselmotoren. *Österreichische Ingenieur-Zeitschrift*. 8, 1965.
39. **Gauthier, Y.** *Einspritzdruck bei modernen PKW-Dieselmotoren: Einfluss auf die Rußemission*. s.l. : Vieweg +Teubner, 2009. ISBN 978-3-8348-0936-0.
40. **Thien, G.** Description of Measuring Methods for the Investigation of Stationary Flow Properties at Valve Ports and Statements for the Evaluation of the Measurement Results. *Report No. 28/011*, 1964.
41. **FEV GmbH.** Benutzerhandbuch FEV Strömungsprüfstand.
42. **Tippelmann, G.** A New Method of Investigation of Swirl Ports. *SAE Paper*. 770404, 1977.
43. **Partington, G.** Analysis of Steady Flow Tests on Inlet and Exhaust Ports. *Ricardo Report*. 80/1123, 1980.
44. **Monaghan, M. and Pettifer, H.** Air Motion and Its Effect on Diesel Performance and Emissions. *SAE Paper*. 810255, 1981.
45. **Tippelmann, G.** Räumlicher Drallmesser für Drall- und Tumblemessungen. *MTZ*. 6/97, 1997.
46. **Röhle, I.** *Laser Doppler Velocimetry auf Basis frequenzselektiver Absorption: Aufbau und Einsatz eines Doppler Global Velocimeters*. Ruhr University Bochum, Dissertation : s.n., 1999.
47. **Meyers, J.** Development of Doppler global velocimetry as a flow diagnostics tool. *Measurement Science and Technology*. 1995, Vol. 6.
48. **Arnette, S., Samimy, M. and Elliott, S.** Two-component planar Doppler velocimetry in the compressible turbulent boundary layer. *Experiments in Fluids*. 24, 1998.
49. **Willert, C., et al.** Application of Planar Doppler Velocimetry within Piston Engine Cylinders. *11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. 2002, Lissabon, Portugal.
50. **Tipler, P.** *Physik: für Wissenschaftler und Ingenieure*. s.l. : Spektrum Akademischer Verlag; 6. Auflage, 2009. 978-3827419453.
51. **Dingel, O., et al.** Measurement of 3-D In-Cylinder Flow Fields Using Doppler Global Velocimetry. *SAE Paper*. 2004-01-1409, 2004.
52. **Dingel, O., et al.** Messungen der Zylinderströmung mit Doppler Global Velocimetry. *Haus der Technik*. 2002, Essen.
53. **Dingel, O., et al.** Dreidimensionale Messung der Ladungsbewegung mit Doppler Global Velocimetry. *MTZ*. 64, 2/2003.
54. **Sohm, V.** *Hybrid Turbulence Simulation to Predict Cyclic Variations in Internal Combustion Engines*. Göttingen : Cuvillier, 2007. 978-3-86727-280-3.

55. **Dingel, O., Seidel, T. and Steuker, H.** Strömungsmessung während der Kompression mit Doppler Global Velocimetry. *MTZ*. 5/2006.
56. **Seidel, T. and Steuker, H.** Doppler Global Velocimetry - Messung der Zylinderinnenströmung mit ottomotorischer Direkteinspritzung. *MTZ*. 4/2008.
57. **Günther, M., et al.** Doppler Global Velocimetry in der Brennverfahrensentwicklung für Ottomotoren. *MTZ*. 5/2010.
58. **Woods, W. and Khan, S.** An Experimental Study of Flow Through Poppet Valves. *Proceedings IMechE*. 1966, Vol. 180.
59. **King, L.** On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluids. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*. Vol. 90, No. 622, 1914.
60. **Durst, F.** *Grundlagen der Strömungsmechanik*. s.l. : Springer, 2006. ISBN 978-3-540-31323-6.
61. **Akhmetov, D.** *Vortex Rings*. s.l. : Springer, 2010. ISBN 978-3-642-05015-2.
62. **Dracos, T.** *Three-Dimensional Velocity and Vorticity Measuring and Image Analysis Techniques: Lecture Notes from the Short Course held in Zürich*. s.l. : Springer, 1996. ISBN: 978-0792342564 .
63. **Catania, A. and Mittica, A.** Analysis of Turbulent Flow Parameters in a Motored Automotive Engine. *Proceedings COMODIA Tokio*. 1985.
64. **Hassan, H. and Dent, J.** The Measurement of Air Velocity in a Motored Internal Combustion Engine using a Hot-Wire Anemometer. *Proceedings Institution of Mechanical Engineers* . Vol 185 50/71, 1970.
65. **Dent, J. and Derham, J.** Air Motion in a Four-Stroke Direct Injection Diesel Engine. *Proceedings Institution of Mechanical Engineers*. Vol. 188 21/74, 1974.
66. **Tindal, M. and Williams, T.** An Investigation of Cylinder Gas Motion in a Direct Injection Diesel Engine. *SAE Paper*. 770405, 1977.
67. **Witze, P.** Measurements of Spatial Distribution and Engine Speed Dependence of Turbulent Air Motion in a I.C. Engine. *SAE Paper*. 770220, 1977.
68. **Chandrasekaran, S., et al.** An experimental investigation of flow inside a spherical swirl pre-chamber of a diesel engine under motoring condition. *Experiments in Fluids*. 24, 1998.
69. **Zhijun, W. and Zhen, H.** In-cylinder formation process in a four-valve diesel engine. *Experiments in Fluids*. 31, 2001.
70. **Subramaniam, S., Ganesan, V. and Srinivasa Rao, P.** Turbulent flow inside the cylinder of a Diesel engine - an experimental investigation using hot wire anemometer. *Experiments in Fluids* . 9, 1990.
71. **Catania, A. and Mittica, A.** A Contribution to the Definition and Measurement of Turbulence in a Reciprocating I.C. Engine. *Proceedings ASME Diesel & Gas Engines Symposium, ETCE*. 1985.
72. **Bruun, H.** *Hot-Wire Anemometry*. s.l. : Oxford University Press, 1995. ISBN: 978-0198563426.
73. **Goldstein, A.** *Fluid Mechanics Measurements*. s.l. : Taylor & Francis, 1996. ISBN: 978-1560323068.

-
74. **Witze, P.** A Critical Comparison of Hot-Wire Anemometry and Laser Doppler Velocimetry for I.C. Engine Applications. *SAE Paper*. 800132, 1980.
 75. **Yeh, Y. and Cummins, H.** Localized Fluid Flow Measurements with an He-Ne Laser Spectrometer. *Applied Physics Letters*. Vol. 4, 1964.
 76. **Durst, F., Melling, A. and Whitelaw, J.** *Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry*. s.l. : Academic Press, 1976.
 77. **Tropea, C.** Laser Doppler anemometry: recent developments and future challenges. *Measurement Science and Technology*. 6, 1994.
 78. **Albrecht, H., et al.** *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. s.l. : Springer, 2003. ISBN 978-3-540-67838-0.
 79. **Zhang, Z.** *LDA Application Methods - Laser Doppler Anemometry for Fluid Dynamics*. s.l. : Springer, 2010. ISBN 978-3-642-13513-2.
 80. **Kang, K. and Baek, J.** Turbulence characteristics of tumble flow in a four-valve engine. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 18, 1998.
 81. **Chan, V. and Turner, J.** Velocity measurement inside a motored internal combustion engine using three-component laser Doppler anemometry. *Optics & Laser Technology*. 22, 2000.
 82. **St.Hill, N., Asadamongkon, P. and Lee, K.** A study of turbulence and cyclic variation levels in internal combustion engine cylinders. *King's College London, Experimental and Computational Laboratory for Analysis of Turbulence*.
 83. **Nadarajah, S., et al.** The turbulence structure of the annular non-swirling flow past an axisymmetric valve. *Proceedings Institution of Mechanical Engineers*. Vol 212(6C), 1998.
 84. **Hong, C. and Chen, D.** Direct measurements of in-cylinder integral length scales of a transparent engine. *Experiments in Fluids*. 23, 1997.
 85. **Kang, K. and Reitz, R.** The effect of intake valve alignment on swirl generation in a DI diesel engine. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 20,94-104, 1999.
 86. **Namekawa, S., Ryu, H. and Asanuma, T.** LDA Measurement of Turbulent Flow in a Motored and Firing Spark-Ignition Engine with a Horizontal Prechamber. *SAE Paper*. 881636, 1988.
 87. **Lorenz, M. and Prescher, K.** Cycle Resolved LDV Measurements on a Fired SI-Engine at High Data Rates Using a Conventional Modular LDV-System. *SAE Paper*. 900054, 1990.
 88. **Lui, R., et al.** LDV Measurements of Velocities and Turbulence Intensities in a Production SI Engine Under Motored and Firing Conditions. *SAE Paper*. 1999-01-0955, 1999.
 89. **Ikeda, Y., et al.** Scavenging Flow Measurements in a Fired Two-Stroke Engine by Fiber LDV. *SAE Paper*. 910670, 1991.
 90. **Müller, S.** *Analysis of in-cylinder processes of an internal combustion engine with direct-injection using high-speed laser diagnostics*. s.l. : Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2012.
 91. **Baum, E., et al.** Investigations of the 3D flow field in an IC engine using tomographic PIV. *Proceedings of the Combustion Institute*. 2013, 34.

92. **van Overbrüggen, T., et al.** Tomographic particle-image velocimetry in an IC engine. *Proceedings of 10th International Symposium on Particle Image Velocimetry - PIV13*. 2013.
93. **Raffel, M., et al.** *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*. s.l. : Springer, 2007. ISBN 978-3-540-72307-3.
94. **Adrian, R. and Westerweel, J.** *Particle Image Velocimetry*. s.l. : Cambridge University Press, 2011. ISBN: 9780521440080.
95. **Hain, R., Kähler, C. and Tropea, C.** Comparison of CCD, CMOS and intensified cameras. *Experiments in Fluids*. 42:403–411, 2006.
96. **Blumrich, F.** *Optische korrelationsbasierte Messtechnik mittels zufälliger Punktemuster*. s.l. : Dissertation Universität Stuttgart, 2009.
97. **Westerweel, J.** *Digital Particle Image Velocimetry - Theory and Application*. s.l. : Delft University Press, Dissertation, 1993.
98. **Keane, R. and Adrian, R.** Optimization of particle image velocimeters. Part I: Double pulsed systems. *Measurement Science and Technology*. 1, 1990.
99. **Scarano, F.** Iterative image deformation methods in PIV. *Measurement Science and Technology*. 13 R1, 2002.
100. **Melling, A.** Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*. Vol. 8,12, 1997.
101. **Cosadia, I., Borée, J. and Dumont, P.** Coupling time-resolved PIV flow-fields and phase-invariant proper orthogonal decomposition for the description of the parameters space in a transparent Diesel engine. *Experiments in Fluids*. 43:357-370, 2007.
102. **Deslandes, W., et al.** PIV Measurements of Internal Aerodynamic of Diesel Combustion Chamber. *SAE Paper*. 2003-01-3083, 2003.
103. **Baby, X., et al.** A New Methodology to Analyze Cycle-to-Cycle Aerodynamic Variations. *SAE Paper*. 2002-01-2837, 2002.
104. **Reuss, D.** Cyclic Variability of Large-Scale Turbulent Structures in Directed and Undirected IC Engine Flows. *SAE Paper*. 2000-01-0246, 2000.
105. **Stansfield, P., et al.** PIV analysis of in-cylinder flow structures over a range of realistic engine speeds. *Experiments in Fluids*. 43:135-146, 2006.
106. **Ghandhi, J., et al.** Time Resolved Particle Image Velocimetry Measurements in an Internal Combustion Engine. *SAE Paper*. 2005-01-3868, 2005.
107. **Ishima, T., et al.** Analysis on In-Cylinder Flow by Means of LDA, PIV and Numerical Simulation under Steady State Flow Condition. *SAE Paper*. 2008-01-1063, 2008.
108. **Brücker, I., et al.** Stereo-PIV Measurements of the In-Cylinder Flow of a Motored Four-Valve Combustion Engine. *Proceedings of 9th International Symposium on Particle Image Velocimetry*. 2011.
109. **Dannemann, J., et al.** Cycle resolved multi-planar flow measurements in a four-valve combustion engine. *Experiments in Fluids*. 50:961-976, 2009.

110. **Krishna, B. and Mallikarjuna, J.** Comparative study of in-cylinder tumble flows in an internal combustion engine using different piston shapes - an insight using particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*. 48:863-874, 2010.
111. **Alger, T., et al.** PIV In-Cylinder Flow Measurements of Swirl and the Effect of Combustion Chamber Design. *SAE Paper*. 2004-01-1952, 2004.
112. **Staudt, M.** *Strömungsuntersuchungen an einem Zylinderkopf für drallgeführte Brennverfahren*. s.l. : Bosch CR-Bericht Nr. CR/AEE 050-08, 2008.
113. **Towers, D. and Towers, C.** Cyclic variability measurements of in-cylinder engine flows using high-speed particle image velocimetry. *Measurement Science Technology*. 15:1917-1925, 2004.
114. **Chan, C., Annand, W. and Turner, J.** Measurement of velocity levels in a motored model of an internal combustion engine. *Proceedings of First International Conference on Laser Anemometry - Advances and Applications, Manchester, England*. 1985.
115. **Salazar, V. and Kaiser, S.** POD Analysis of the In-Cylinder Flow and Fuel Mole-Fraction in Hydrogen Fueled Internal Combustion Engines. *Proceedings of 9th International Symposium on Particle Image Velocimetry*. 2011.
116. **Sweetland, P. and Reitz, R.** Particle Image Velocimetry Measurements in the Piston Bowl of a DI Diesel Engine. *SAE Paper*. 940283, 1994.
117. **Choi, W., et al.** In-Cylinder Flow Field Analysis of a Single Cylinder DI Diesel Engine Using PIV and CFD. *SAE Paper*. 2003-01-1846, 2003.
118. **Sullivan, P., Ancimer, R. and Wallace, J.** Turbulence avering within spark ignition engines . *Experiments in Fluids* . 27, 1999.
119. **Valentino, G., et al.** Flow Field Characterization of Intake Flow in a Diesel Engine by LDA and PIV. *Fluid Dynamics, Reactive Flows and Combustion*. 1999.
120. **Eiberger, J.** *CR/ARA Analysen-Bericht, Analysen-Nr: 2010-0644*. s.l. : Robert Bosch GmbH, Corporate Sector Research and Advance Engineering Applied Research 1 - Analytics, 2010.
121. **Cosadia, I., et al.** Cyclic variations of the swirling flow in a Diesel transparent engine. *Experiments in Fluids*. 41:115-134, 2006.
122. **Tennekes, H. and Lumley, J.** *A First Course in Turbulence*. s.l. : MIT Press, 1972. ISBN: 0-262-20019-8.
123. **Dirksheide, U., et al.** Endoscopic 2D particle image velocimetry (PIV) flow field measurements in IC engines. *Experiments in Fluids* . 33:794-800, 2002.
124. **Henle, A.** *Entkopplung von Gemischbildung und Verbrennung bei einem Dieselmotor*. s.l. : Dissertation, Technische Universität München, 2006.
125. **Heinold, O., et al.** Wirkung, Potenzial und Grenzen von verkürzten Spritzabständen beim Dieselmotor- Ergebnisse thermodynamischer, optischer und numerischer Untersuchungen. *Tagungsband Haus der Technik, 7. Tagung Diesel- und Benzindirekteinspritzung* . 2010.

126. **Dannemann, J., Klaas, M. and Schröder, W.** *Comparison of PIV and LDA Measurements within the Cylinder of a Four-Valve Combustion Engine*. s.l. : Institute of Aerodynamics, RWTH Aachen University, Germany, 2010.
127. **Konrath, R., Schröder, W. and Limberg, W.** Holographic particle image velocimetry applied to the flow within the cylinder of a four-valve internal combustion engine. *Experiments in Fluids* . 33:781-793, 2002.
128. **Ohrnberger, T.** *Einspritzdüsenauslegung und Brennraumgeometrien für ein Direkteinspritzendes 2-Ventil-Dieselmotorenverfahren*. s.l. : Dissertation, Technische Universität München, 2010.
129. **Petersen, B. and Miles, P.** Measurements in the Swirl-Plane of a Motored Light-Duty Diesel Engine. *SAE Paper*. 2011-01-1285, 2011.
130. **Elci, A.** *Untersuchung und Optimierung der hochbelasteten Klebeverbindung am Kolben eines Transparentmotors*. Bachelor Arbeit, Hochschule Reutlingen : s.n., 2010.
131. **Pischinger, R., Klell, M. and Sams, T.** *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. s.l. : Springer, 2009. ISBN: 978-3-211-99276-0.
132. **Ganesan, V.** *Internal Combustion Engines, 3rd Edition*. s.l. : MCGRAW-HILL EDUCATION (INDIA), 2008. ISBN: 978-0070648173.
133. **Scitek Consultants Ltd.** *Operating Manual; SCITEK PS-20 Remote Operation Powder Seeder*. 2002.
134. **Reuss, D., Megerle, M. and Sick, V.** Particle-image velocimetry measurement errors when imaging through a transparent engine cylinder. *Measurement Science and Technology*. 13:1029-1035, 2002.
135. **Westerweel, J.** Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data. *Experiments in Fluids*. Vol. 16, Numbers 3-4, 236-247, 1994.
136. **Prasad, A., et al.** Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Experiments in Fluids*. 13:105-116, 1992.
137. **Bendat, J. and Piersol, A.** *Random Data - Analysis and Measurement Procedures*. s.l. : John Wiley & Sons, 2000. ISBN: 0471317330.
138. **Heywood, J.** *Internal Combustion Engine Fundamentals*. 1988. ISBN: 978-0070286375.
139. **Lancaster, D.** Effects of Engine Variables on Turbulence in a Spark-Ignition Engine. *SAE Paper*. 760159, 1976.
140. **Dent, J. and Salama, N.** The Measurement of the Turbulence Characteristics in an Internal Combustion Engine Cylinder. *SAE Paper*. 750886, 1975.
141. **Pope, S.** *Turbulent Flows*. 2000. ISBN: 978-0521598866.
142. **Druault, P., Guibert, P. and Alizon, F.** Use of proper orthogonal Decomposition for time interpolation from PIV data - Application to the cycle-to-cycle variation analysis of in-cylinder engine flows. *Experiments in Fluids*. 39:1009-1023, 2005.
143. **Farrell, P.** Examples of in-cylinder velocity measurements for internal combustion engines. *Journal of Automobile Engineering*. Vol. 221 Part D, 2007.

-
144. **Rask, B.** Laser Doppler Anemometry Measurements of Mean Velocity and Turbulence in Internal Combustion Engines. *Proceedings of International Conference on Applications of Lasers and Electro-Optics, Boston*. 1984.
 145. **Rouland, E., et al.** Particle Image Velocimetry Measurements in a High Tumble Engine for In-Cylinder Flow Structure Analysis. *SAE Paper*. 972831, 1997.
 146. **El Tahry, S. and Haworth, D.** Directions in turbulence modeling for in-cylinder flows in reciprocating IC engines . *AIAA Journal of Propulsion and Power*. 8,1040-1048, 1992.
 147. **Graftieaux, L., Michard, M. and Grosjean, N.** Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technology*. 12:1422, 2001.
 148. **Fansler, T.** Turbulence Production and Relaxation in Bowl-in-Piston Engines. *SAE Paper*. 930479, 1993.
 149. **Müller, S., et al.** Flow field measurements in an optically accessible, direct-injection spray-guided internal combustion engine using high-speed PIV. *Experiments in Fluids*. 48:281-290, 2010.
 150. **Pajot, O. and Mounaïm-Rousselle, C.** Instantaneous Flow Field Effects on the Flame Kernel in S.I.Engine by Simultaneous Optical Diagnostics. *SAE Paper*. 2000-01-1796, 2000.
 151. **Buschbeck, M., et al.** Dependence of combustion dynamics in a gasoline engine upon the in-cylinder flow field, determined by high-speed PIV. *Experiments in Fluids*. Volume 53, Issue 6, pp 1701-1712, 2012.
 152. **Fajardo, C. and Sick, V.** Development of a high-speed UV particle image velocimetry technique and application for measurements in internal combustion engines. *Experiments in Fluids*. Volume 46, Issue 1, pp 43-53, 2009.
 153. **Reynolds, W.** Modeling of Fluid Motions in Engines - An Introductory Overview. *Plenum Press - Combustion Modeling in Reciprocating Engines*. 1980.
 154. **Vu, T. and Guibert, P.** Proper orthogonal decomposition analysis for cycle-to-cycle variations of engine flow. Effect of a control device in an inlet pipe. *Experiments in Fluids*. Volume 52, Issue 6, pp 1519-1532, 2012.
 155. **Heim, D. and Ghandhi, J.** A Detailed Study of In-Cylinder Flow and Turbulence using PIV. *SAE Paper*. 2011-01-1287, 2011.
 156. **Fraser, R. and Bracco, F.** Cycle-resolved LDV Integral length-scale measurements in an IC engine. *SAE Paper*. 880021, 1988.
 157. **Liou, T. and Santavicca, D.** Cycle Resolved LDV Measurements in a Motored IC Engine. *Journal of Fluids Engineering*. Vol 107, Issue 2, 1985.
 158. **Reuss, D., et al.** Instantaneous Planar Measurements of Velocity and Large-Scale Vorticity and Strain Rate in an Engine Using Particle-Image Velocimetry. *SAE Paper*. 890616, 1989.
 159. **Catania, A. and Mittica, A.** Extraction Techniques and Analysis of Turbulence Quantities From In-Cylinder Velocity Data . *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power- Transactions of the ASME*. 466 / Vol. 111, 1989.

160. **Reinsch, C.** Smoothing by Spline Functions. *Numerische Mathematik*. 10, 177- 183, 1967.
161. **Sullivan, P. and Pollard, A.** Coherent structure identification from the analysis of hot-wire data. *Measurement Science and Technology*. Vol.7, Number 10, 1996.
162. **Lumley, J.** The structure of inhomogeneous turbulent flows. *Atmospheric turbulence and radio propagation*. 1967.
163. **Deslandes, W., et al.** Airflow Cyclic Variations Analysis in Diesel Combustion Chamber by PIV Measurements. *SAE Paper*. 2004-01-1410, 2004.
164. **Adrian, R., Christensen, K. and Liu, Z.** Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. *Experiments in Fluids*. 29; 275-290, 2000.
165. **Roudnitskya, S., Druault, P. and Guibert, P.** Proper orthogonal decomposition of in-cylinder engine flow into mean component, coherent structures and random Gaussian fluctuations. *Journal of Turbulence*. Vol. 7, 2006.
166. **Holmes, P., Lumley, J. and Berkooz, G.** *Turbulence, coherent structures dynamical systems and symmetry*. s.l. : Cambridge University Press, 2012. ISBN: 1107008255.
167. **Sirovich, L.** Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part I: Coherent structures. . *Quarterly of Applied Mathematics*. 1987, XLV, Number 3.
168. **Aubry, N., et al.** The dynamics of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*. vol. 192, p. 115-173, 1988.
169. **Zegers, R., et al.** Pre- and post-injection flow characterisation in a heavy-duty diesel engine using high-speed PIV. *Experiments in Fluids* . 53:731-746, 2012.
170. **Fogleman, M., et al.** Application of the proper orthogonal decomposition to datasets of internal combustion engine flows. *Journal of Turbulence*. Vol. 5, Issue 1, , 2004.
171. **Borée, J., Maurel, S. and Bazile, R.** Disruption of a compressed vortex. *Physics of Fluids*. Vol. 14, Issue 7 , 2002.
172. **Cen, K. and Chi, Y.** *Challenges of Power Engineering and Environment - Proceedings of the International Conference on Power Engineering* . s.l. : Springer, 2007. ISBN: 9783540766933.
173. **Kolar, V.** Vortex identification: New requirements and limitations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 28; 638–652, 2007.
174. **Jeong, J. and Hussain, F.** On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*. 285:69-94, 1995.
175. **Zhou, J., Adrian, R. and Balachandar, S.** Autogeneration of near-wall vortical structures in channel flow. *Physics of Fluids*. Vol.8, Issue 1:288-290, 1996.
176. **Chakraborty, P., Balachandar, S. and Adrian, R.** Local vortex identification criteria: Formulation, inter-relationships & issues. *Department of Theoretical and Applied Mechanics, University of Illinois*.
177. **Jackson, N., et al.** Correlation of the Combustion Characteristics of Spark Ignition Engines With the In-Cylinder Flow Field Characterised Using PIV in a Water Analogy Rig. *SAE Paper*. 971637, 1997.

-
178. **Dugué, V., Gauchet, N. and Veynante, D.** Applicability of Large Eddy Simulation to the Fluid Mechanics in a Real Engine Configuration by Means of an Industrial Code. *SAE Paper*. 2006-01-1194, 2006.
179. **Neubert, V., et al.** Analysis of In-Cylinder Air Motion in a Fully Optically Accessible 2V Diesel Engine by Means of Conventional and Time Resolved PIV. *Proceeding of the 9th International Symposium on Particle Image Velocimetry*. 2010.
180. **Arcoumanis, C., Hadjiapostolou, A. and Whitelaw, J.** Swirl Center Precession in Engine Flows. *SAE Paper*. 870370, 1987.
181. **Basshuysen, R. and Schäfer, F.** *Handbuch Verbrennungsmotor: Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven*. s.l. : Vieweg+Teubner, 2012. ISBN: 9783834815491.
182. **Hentschel, W., et al.** PIV measurements of the two-phase air-fuel flow field inside a Diesel engine. *Proceedings of 4th International Symposium on Particle Image Velocimetry PIV'01*. 2001.
183. **Valentino, G., Allocca, L. and Marchitto, L.** PIV Investigation of High Swirl Flow on Spray Structure and its Effect in a Diesel-Like Environment. *SAE Paper*. 2011-01-1286, 2011.
184. **Rask, R.** Laser Doppler Anemometer Measurements in an Internal Combustion Engine. *SAE Paper*. 790094, 1979.
185. **Blair, S.** Prediction of Two-Cycle Engine Performance Characteristics. *SAE Paper*. 720115, 1976.
186. **Bass, M., Decusatis, C. and Enoch, J.** *Handbook of Optics, Third Edition Volume I: Geometrical and Physical Optics, Polarized Light, Components and Instruments*. s.l. : McGraw-Hill Professional, 2009. ISBN: 978-0071498890.
187. **Rask, R.** Comparison of window, smoothed-ensemble, and cycle-by-cycle data reduction techniques for laser Doppler anemometer measurements of in-cylinder velocity. *Proceedings of the Fluids Engineering Conference, Boulder*. 1981.
188. **Van Basshuysen, R. and Schäfer, F.** *Handbuch Verbrennungsmotor: Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven*. s.l. : Vieweg +Teubner, 2010. ISBN 978-3-8348-0699-4.
189. **Neu, W.** Hot-Wire and Hot-Film Anemometry. *Virginia Tech, Aerospace Engineering Laboratory*. 2011.
190. **IAV GmbH.** *Doppler Global Velocimetry Messungen des dreidimensionalen Strömungsfelds*. Berlin : s.n.
191. **Eichler, J. and Eichler, H.** *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. s.l. : Springer, 2010. ISBN: 978-3-642-10461-9.
192. **Bracco, F.** Structure of Flames in Premixed-Charge IC Engines. *Combustion Science and Technology*. Volume 58, Issue 1-3, 1988.
193. **Kelly, Miles.** www.fotolibra.com. [Online] Foto-ID 49476.
194. **Fröhlich, J.** *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. s.l. : Teubner, 2006. ISBN: 978-3-8351-9051-1.